



# Prise en compte de la dimension finie des faisceaux d'éclairage en granulométrie optique: anémométrie phase Doppler

Fabrice R. A. Onofri

## ► To cite this version:

Fabrice R. A. Onofri. Prise en compte de la dimension finie des faisceaux d'éclairage en granulométrie optique: anémométrie phase Doppler. Physique [physics]. Université de Rouen, 1995. Français. NNT: . tel-00287923

**HAL Id: tel-00287923**

**<https://theses.hal.science/tel-00287923>**

Submitted on 13 Jun 2008

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

# THESE

présentée

A LA FACULTE DES SCIENCES DE L'UNIVERSITE DE ROUEN

en vue de l'obtention du Doctorat (Nouveau Régime)

Discipline : Physique

Spécialité : Energétique

Label: Doctorat Européen

par

**Fabrice ONOFRI**

**Prise en compte de la dimension finie des faisceaux  
d'éclairage en granulométrie optique:  
Anémométrie Phase Doppler**

—

**Diagnostics des Milieux Diphasiques**

soutenue le 9 Novembre 1995

Membres du jury

- **Monsieur B. Argueyrolles**, Direction de la recherche, Renault,
- **Mademoiselle A. Garo**, Professeur à l'Institut National des Sciences Appliquées de Rouen,
- **Monsieur G. Gouesbet**, Professeur à l'Institut National des Sciences Appliquées de Rouen,
- **Monsieur G. Gréhan**, Chargé de recherche au CNRS, URA CNRS 230,
- **Monsieur M.L. Riethmuller**, Professeur à l'Institut Von Karman, Waterloo (Belgique),
- **Monsieur A. Taylor**, Professeur associé à l'Impérial Collège, Londres (Angleterre),
- **Monsieur M. Trinité**, Directeur de recherche au CNRS et de l'URA CNRS 230,
- **Monsieur C. Tropea**, Professeur à l'Université d'Erlangen-Nuremberg (Allemagne),



à ma femme Haleh,  
et à ma toute jeune fille, Léa.





Ce travail de thèse porte le label "Doctorat Européen". Je tiens à en remercier le Prof. F. Durst, directeur du Lehrstuhl für STrömungsMechanik (LSTM) de l'université d'Erlangen-Nuremberg (Allemagne) qui, en m'accueillant dans son laboratoire pour une période totale de plus de 17 semaines, m'a permis d'obtenir cette mention. Je tiens également à en remercier G. Gréhan, pour m'en avoir donné l'opportunité.

Je tiens à adresser mes remerciements à

- **Mr. B. Argueyrolles**, Direction de la recherche, Renault,
- **Melle A. Garo**, Professeur à l'Institut National des Sciences Appliquées de Rouen,
- **Mr G. Gouesbet**, Professeur à l'Institut National des Sciences Appliquées de Rouen,
- **Mr G. Gréhan**, Chargé de recherche au CNRS, URA CNRS 230,
- **Mr M.L. Riethmuller**, Professeur à l'Institut Von Karman, Waterloo (Belgique),
- **Mr A. Taylor**, Professeur associé à l'Impérial Collège, Londres (Angleterre),
- **Mr M. Trinité**, Directeur de recherche au CNRS et de l'URA CNRS 230,
- **Mr C. Tropea**, Professeur à l'Université d'Erlangen-Nuremberg (Allemagne),

pour avoir accepté de juger ce travail,



Je tiens également à remercier plus particulièrement,

**Gérard Gréhan**, mon directeur de thèse, pour sa compétence, la liberté qu'il a su me donner pour effectuer mon travail de recherche, son amitié. Il est pour moi de ceux que l'on cite comme ayant joué un rôle important dans sa vie et je tiens à l'en remercier sincèrement.

**A. Berlemont et M.S Grancher** pour leurs divers conseils sur le calcul des profils de température de gouttes en phase d'évaporation,

**D. Blondel et J.P. Pagès** tous deux stagiaires de DEA lors de ma dernière année de thèse,

**H. Bultynck** pour son aide à la correction de ce manuscrit, pour le travail et les discussions que nous avons eues ensemble,

**N. Delahaye** pour son aide à la reprographie de ce manuscrit, ainsi que pour sa contribution zélée à notre travail,

**A. Garo** pour les discussions que nous avons pu avoir, notamment sur les problèmes de combustion des fiouls lourds,

**G. Gouesbet** pour m'avoir accueilli dans son laboratoire et fait partager quelques trucu-lentes histoires,

**T. Girasole** pour son aide à la correction de ce manuscrit, ainsi que pour le travail et les discussions que nous avons eues ensemble,

**C. Letellier** pour son aide à la correction de ce manuscrit, ainsi que pour son amitié,

**J.N. Le Toulouzan** pour ses divers conseils et réponses à mes questions parfois très "ou-vertes",

**D. Liesiecki** pour sa participation à la construction du système d'injection des liquides utilisés lors des mesures d'indice,

**F. Pégard** pour son aide à la réalisation de pièces usinées, nécessaires à la réalisation de très divers "montages"...

**K.F. Ren** pour l'aide qu'il m'a apportée pour le calcul numérique, ô combien ardu, des fonctions de Ricatti-Bessel et autres... ainsi que pour son amitié,

**E. Ringuet** pour son aide à la correction de ce manuscrit, les discussions "agitées" que nous avons eues ensemble,

**C. Tropea** pour l'accueil et la considération qu'il a eue pour moi lors de mon intégration dans son équipe durant mes séjours en Allemagne,

**T-H. Xu** pour son aide au bon déroulement de mes séjours en Allemagne, pour son amitié et le travail que nous avons pu faire ensemble,

Je tiens également à remercier tous ceux qui m'ont aidé dans ce travail de manière directe ou simplement par leur présence et tout particulièrement ma famille, ma soeur Caroline.



## Préambule

*Le sujet initial de ma thèse lorsqu'il a été défini en novembre 1992 avait pour but, sans y être a priori restreint, l'élimination des effets de trajectoire dans les systèmes phase Doppler. L'idée de mon directeur de thèse était alors qu'un traitement du signal approprié, de type temps-fréquence (transformée par ondelettes), devait permettre de détecter ces effets et par là conduire à leur élimination. Ces travaux ont permis de mettre en évidence que les méthodes fréquentielles de traitement du signal, utilisées par les systèmes phase Doppler classiques, sont réellement inappropriées à la détection des effets de trajectoire et qu'elles ne contribuent qu'à moyenniser les erreurs [1, 2]. Notre proposition était alors d'effectuer une rotation de l'optique de 45° afin de créer artificiellement des évolutions de phase non-linéaires, susceptibles d'être détectées par une analyse par ondelettes. Cette approche était cependant limitée dans son applicabilité et ne conduisait qu'à une détection partielle des effets de trajectoire. Les bribes de la solution que nous recherchions nous ont été apportées à l'occasion de mon séjour, ayant pour but "d'apprendre l'expérimentation", dans le laboratoire du Prof. F. Durst (LSTM, Allemagne). Une équipe de ce laboratoire venait en effet de trouver, sur la base des travaux publiés par Gréhan et al [3], une géométrie phase Doppler paraissant être libre d'effets de trajectoire et dont le principe était assez proche de ce que nous avions proposé. Intégré dans l'équipe allemande pour deux mois, j'ai rapidement pu participer activement (en collaboration avec G. Gréhan via INTERNET, FAX & compagnie) à la compréhension physique (théorie de Lorenz-Mie généralisée) et aux tests expérimentaux de la technique. Je garde un très bon souvenir de cette époque car, par delà la découverte de la Bavière, le travail dans ce grand laboratoire allemand a été riche d'enseignements. Ce travail en collaboration, a été présenté au 3ème congrès international Opticle Particle Sizing, au Japon, sous le nom de géométrie "plane" [4, 5]. Il correspondait sans aucun doute au premier travail conduisant à une élimination réelle des effets de trajectoire. Il est par ailleurs l'objet d'un brevet Allemand [6] et Européen [7], dont G. Gouesbet, G. Gréhan et moi-même sommes codétenteurs avec l'équipe du LSTM. Le principe d'élimination des effets de trajectoire proposé me semble à présent bien simple. Il a néanmoins me semble-t-il, pour qui veut y penser, révolutionné l'idée que l'on peut se faire du fonctionnement possible des systèmes phase Doppler. Une autre géométrie phase Doppler libre d'effets de trajectoire a ainsi pu être proposée: la géométrie dite "Standard Modifiée" [8, 9]. La collaboration avec le LSTM se poursuivant sur le sujet, un système combinant les deux géométries libres d'effets de trajectoire a pu être proposé sous le nom de système à Deux Modes (DM) ou en anglais "Dual Mode PDA" [10, 11]. Ce système dont j'ai largement défini les caractéristiques, a été étudié numériquement au laboratoire [12, 13] et testé expérimentalement au LSTM. Il est actuellement en voie de commercialisation par la société Dantec/Invent Measurement Technology [14].*

*Parallèlement à ces travaux sur les effets de trajectoire, j'ai commencé à travailler dès Juin 93 à l'extension de l'anémométrie phase Doppler à d'autres domaines que la traditionnelle mesure de taille et de vitesse. Ce fut, dans un premier temps, à la mesure d'indice (mesure de concentrations, températures...) avec la géométrie à deux modes. Cette dernière possède en effet, du point de vue de l'indice, une particularité très intéressante: les mesures de phase sont faites dans*

des plans de diffusion différents. Or cette configuration est connue dans d'autres domaines de la granulométrie optique pour être sensible, entre autres, à l'indice des particules. Ce travail a été l'objet d'un rapport interne au laboratoire [15]. En novembre 93, je me suis rendu en Allemagne, pour un second séjour, afin de tester expérimentalement la technique de mesure d'indice que je proposais. Les tests expérimentaux furent cependant, pour des raisons techniques, malheureusement impossibles. Je me suis donc retrouvé sans travail concret à effectuer (ou presque...). C'est alors qu'après quelques soirées fiévreuses, j'ai eu l'idée de la technique des Deux Bouffées (TDB). Cette technique originale permet la mesure de la partie réelle de l'indice d'une particule en plus de son diamètre et de sa vitesse. L'idée reçut un accueil enthousiaste de mon collaborateur principal au LSTM: T-H. Xu. Le reste de mon séjour fut alors consacré à des simulations numériques faites sur les calculateurs du LESP via INTERNET, et à la définition d'un protocole expérimental de validation. Les tests expérimentaux ne purent être terminés qu'après mon retour en France, par mon collègue. Le dépouillement total des mesures fut effectué, en mars 94. Ce travail a été présenté au congrès de Lisbonne [16]. A partir de septembre 94, j'ai pu proposer et travailler à la validation numérique d'une extension originale de la TDB à la mesure de l'absorption des particules détectées [17, 18]. Lors d'un nouveau séjour en Allemagne en Novembre 94, j'ai pu tester expérimentalement la validité de cette nouvelle technique avec l'équipe du Prof. C. Tropéa. Notre laboratoire, ayant entre temps reçu quelques crédits, a pu s'équiper en matériel phase Doppler, dont j'ai assuré toute l'installation technique. A partir de Janvier 95, j'ai ainsi pu développer un système à Deux Modes pour effectuer des mesures d'indices et mener une étude de faisabilité sur la mesure du taux de coalescence entre deux sprays.

Parallèlement à ces travaux originaux de développement sur l'anémométrie phase Doppler, je me suis également intéressé à l'extension de la théorie de Lorenz-Mie généralisée au cas de la sphère multicouches et ce, dès septembre 93. Ce travail théorique d'électromagnétisme avait pour moi deux motivations principales. La première était que ce type de sphères permet de modéliser les particules à gradient d'indice (pouvant être dus aux gradients thermiques ou de concentration) et les particules à noyaux, auxquelles les systèmes phase Doppler peuvent être confrontés et ce, particulièrement dans notre laboratoire tourné vers les problèmes de combustion. La seconde raison était l'intérêt personnel pour cet aspect du travail scientifique, qu'il me restait à aborder dans le cadre d'une formation par la recherche. Cette théorie existait pour un éclaircissement plan. Je disposais également de toute la partie simulation et description des faisceaux d'éclairage, qui constitue une partie dominante de la théorie de Lorenz-Mie généralisée. Après toute une période de familiarisation avec le formalisme, j'ai effectué le coeur de ce travail théorique durant l'hiver 1993-94... Après vérifications, ce travail m'a permis, dans la période qui suivie, d'écrire un rapport interne [19], un article [20] et parallèlement de développer des codes de calcul liés à cette théorie [21]. Les résultats numériques ont été appliqués par K.F Ren à des calculs de pression de radiation et de résistance de membranes biologiques [22], applications que je n'avais pas imaginées en entamant ce travail. Plus directement lié à mon axe de recherche, ce travail m'a permis de proposer, à partir de Janvier 95, en combinaison avec l'approche développée dans la technique des deux bouffées, une voie originale d'extension de l'anémométrie phase Doppler à la mesure des particules à coeur et multicouches [23, 24, 25].

J'ai également travaillé au cours de cette thèse à des travaux prospectifs de moindre ampleur, faute de temps, notamment sur l'influence des gradients d'indice sur le phénomène d'arc en ciel

*(utilisé pour les mesures de température) [26, 27], l'anémométrie phase Doppler et la mesure des fibres cylindriques [23], jets liquides [28], particules ovoïdes, ou les particules hétérogènes [18], ainsi que sur le diagnostic des particules irrégulières [29] [30, 31]. Ces travaux constituent à mon sens une part importante des perspectives à moyen terme de mon travail alors que les solutions proposées pour l'amélioration des mesures de tailles et les techniques de mesures d'indice et d'absorption sont d'ores et déjà susceptibles d'être appliquées à l'étude de systèmes complexes. Le dernier semestre de ces trois années de thèse a été essentiellement consacré à la rédaction ô combien laborieuse de ce manuscrit et d'articles, ainsi que l'encadrement de deux stagiaires de DEA [32, 33] .*

# Table des matières

0.1	Liste des symboles et abréviations . . . . .	16
0.2	Introduction générale . . . . .	19
<b>1</b>	<b>Généralités</b>	<b>23</b>
1.1	Mesures corrélées taille/vitesse par Anémométrie Phase Doppler . . . . .	23
1.1.1	Anémométrie Doppler Laser (ADL) . . . . .	23
1.1.2	Anémométrie Phase Doppler (APD) . . . . .	31
1.2	Diffusion de la lumière par les particules sphériques homogènes . . . . .	39
1.2.1	La Théorie de Lorenz-Mie (TLM) . . . . .	39
1.2.2	La Théorie de Lorenz-Mie Généralisée (TLMG) . . . . .	41
1.2.3	L'Optique Géométrique (OG) . . . . .	42
<b>I</b>	<b>Les effets de trajectoire et leur élimination</b>	<b>47</b>
<b>2</b>	<b>Les Effets de Trajectoire</b>	<b>49</b>
2.1	Effets du profil gaussien d'intensité . . . . .	49
2.1.1	Principe . . . . .	49
2.1.2	Position d'une particule dans une coupe du volume de mesure . . . . .	51
2.1.3	Mise en évidence expérimentale des ET et interprétation de certains biais	52
2.2	Effet du filtrage spatial . . . . .	57
2.2.1	Principe . . . . .	57
2.2.2	Mise en évidence expérimentale . . . . .	58
2.3	Travaux sur l'élimination des ET antérieurs à ce travail . . . . .	59
2.3.1	Méthode triviale . . . . .	59
2.3.2	Méthode des polariseurs . . . . .	59
2.3.3	La géométrie étendue . . . . .	60
2.3.4	Méthode des points "nodaux" . . . . .	60
2.4	Conclusion . . . . .	62
<b>3</b>	<b>L'analyse Temps-Fréquence</b>	<b>65</b>
3.1	Les effets de trajectoire et l'analyse temps-fréquence . . . . .	65
3.2	Méthode de passage à zéro . . . . .	67
3.3	La fonction interspectre à fenêtre glissante . . . . .	68

3.3.1	Principe de la fonction Interspectre (CSD) . . . . .	68
3.3.2	CSD avec fenêtre glissante (CSDW) . . . . .	69
3.4	La Transformée par Ondelettes (TO) . . . . .	74
3.4.1	Principe . . . . .	74
3.4.2	Application de la TO à la détection des Effets de Trajectoire . . . . .	76
3.4.3	Conclusion . . . . .	79
<b>4</b>	<b>La géométrie "Standard Modifiée"</b>	<b>83</b>
4.1	Principe de la méthode de correction . . . . .	84
4.1.1	Interprétation . . . . .	85
4.1.2	Exemple d'application sur un signal simulé par TLMG . . . . .	86
4.1.3	Relation phase diamètre . . . . .	87
4.2	Sensibilité de la méthode à l'orientation des trajectoires . . . . .	88
4.3	Cas de la diffusion arrière . . . . .	93
4.4	Cas des particules réfléchissantes (bulles...) . . . . .	94
4.5	Validation expérimentale . . . . .	95
4.6	Conclusion . . . . .	98
<b>5</b>	<b>La géométrie Plane</b>	<b>99</b>
5.1	Principe et simulations numériques . . . . .	99
5.1.1	Particularités de la collection . . . . .	99
5.1.2	Correction des effets de trajectoire . . . . .	100
5.2	Particularités de la relation phase-diamètre . . . . .	101
5.2.1	Cas des petites particules . . . . .	101
5.2.2	Relation phase diamètre . . . . .	104
5.2.3	Diffusion arrière et particules réfléchissantes . . . . .	106
5.3	Validation expérimentale . . . . .	106
5.4	Conclusion . . . . .	108
<b>6</b>	<b>La géométrie à Deux Modes</b>	<b>109</b>
6.1	Introduction . . . . .	109
6.2	Simulations préliminaires sur les effets de trajectoire . . . . .	110
6.3	Les mesures de taille . . . . .	112
6.3.1	Optique de collection . . . . .	112
6.3.2	Principe de la mesure . . . . .	113
6.3.3	Sur les résultats des simulations numériques . . . . .	117
6.3.4	Exemple de résultats expérimentaux . . . . .	118
6.4	La correction du volume de mesure . . . . .	118
6.4.1	Problématique . . . . .	119
6.4.2	Sur l'estimation de la section efficace $XY$ du système à deux modes . . .	120
6.5	Conclusion . . . . .	130

<b>II</b>	<b>Extension de l'APD à la mesure d'indice</b>	<b>133</b>
7.0	Méthodes optiques de mesure simultanée de la taille et de l'indice . . . . .	135
7.0.1	L'arc-en-ciel monochromatique: . . . . .	135
7.0.2	Méthode du rapport de polarisation . . . . .	139
7.0.3	L'APD et la méthode du rapport de phase . . . . .	139
<b>7</b>	<b>La Technique des Deux Bouffées: mesure de l'indice réel</b>	<b>141</b>
7.1	Principe . . . . .	142
7.2	Procédure d'inversion des mesures de phase . . . . .	143
7.3	Paramètres à optimiser . . . . .	145
7.3.1	Rapport d'intensité réfractée/réfléchi . . . . .	146
7.3.2	Sensibilité de la phase à l'indice et dynamique . . . . .	146
7.3.3	Dynamique de taille . . . . .	147
7.4	Simulations par Théorie de Lorenz-Mie Généralisée . . . . .	148
7.5	Tests expérimentaux . . . . .	149
7.5.1	Montage expérimental et procédure . . . . .	150
7.5.2	Signaux expérimentaux . . . . .	150
7.5.3	Les mesures de taille . . . . .	152
7.5.4	Mesure de l'indice réel . . . . .	153
7.6	Discussion . . . . .	155
7.6.1	Forme et taille des détecteurs . . . . .	155
7.6.2	Calcul du décalage temporel entre les processus de diffusion . . . . .	156
7.7	Conclusion et perspectives . . . . .	158
<b>8</b>	<b>La Technique des Deux Bouffées: mesure de l'absorption</b>	<b>161</b>
8.1	Principe . . . . .	162
8.1.1	Originalités de la méthode proposée . . . . .	163
8.1.2	Les constantes "théoriques" . . . . .	164
8.2	Simulation par TLMG d'une mesure d'absorption . . . . .	167
8.3	Les effets de trajectoire . . . . .	171
8.4	Tests expérimentaux . . . . .	176
8.4.1	Le montage expérimental . . . . .	176
8.4.2	Signaux expérimentaux . . . . .	176
8.4.3	Les mesures de taille . . . . .	177
8.4.4	Mesure de la concentration en encre des gouttelettes . . . . .	179
8.5	Conclusion et perspectives . . . . .	180
<b>9</b>	<b>La géométrie à Deux Modes et la mesure d'indice</b>	<b>183</b>
9.1	Principe de la mesure . . . . .	183
9.1.1	Principe . . . . .	183
9.1.2	Simulations préliminaires . . . . .	186
9.2	Simulations liées au système commercial . . . . .	188
9.3	Test sur l'interaction entre deux sprays . . . . .	190

9.3.1	Expérience et montage . . . . .	190
9.3.2	Résolution attendue avec ce système . . . . .	193
9.3.3	Résultats expérimentaux préliminaires et discussion . . . . .	195
9.4	Conclusion et perspectives . . . . .	201
<b>III Extension de l'APD à la mesure des particules non-homogènes, non-sphériques</b>		<b>203</b>
<b>10</b>	<b>Théorie de la diffusion de la sphère multicouches</b>	<b>207</b>
10.1	Introduction et géométrie du modèle . . . . .	207
10.2	Formalisme de la TLMG . . . . .	209
10.2.1	Expression du Potentiel Scalaire de Bromwich (PSB) en coordonnées sphériques et solutions . . . . .	209
10.2.2	Expressions générales des champs en fonction des PSB . . . . .	211
10.3	Expressions particulières des PSB et champs . . . . .	212
10.3.1	L'onde incidente . . . . .	212
10.3.2	L'onde diffusée . . . . .	214
10.3.3	Les ondes internes . . . . .	215
10.4	Conditions aux limites de la sphère stratifiée . . . . .	217
10.4.1	Conditions aux limites entre la sphère et le milieu extérieur . . . . .	217
10.4.2	Conditions aux limites internes . . . . .	217
10.5	Résolution des conditions aux limites . . . . .	219
10.5.1	Coefficients de diffusion externes . . . . .	219
10.5.2	Coefficients de diffusion internes . . . . .	223
10.6	Reformulation compatible avec les calculs numériques . . . . .	224
10.6.1	Stratégie pour le calcul numérique . . . . .	224
10.6.2	Calcul des fonctions $D_n^1(z)$ , $D_n^2(z)$ , $D_n^3(z)$ , $\frac{\Psi_n(z)}{\chi_n(z)}$ , $\frac{\Psi_n(z)}{\xi_n(z)}$ . . . . .	225
10.7	Résultats numériques . . . . .	227
10.7.1	Remarques sur le domaine de calcul, comparaisons avec la littérature . . . . .	227
10.7.2	Sections efficaces . . . . .	229
10.7.3	Diagrammes de diffusion . . . . .	229
10.7.4	Pression de radiation . . . . .	232
10.8	Conclusion . . . . .	234
<b>11</b>	<b>Les particules sphériques non-homogènes</b>	<b>235</b>
11.1	Introduction . . . . .	235
11.2	Sphères à coeur absorbant . . . . .	235
11.2.1	Introduction . . . . .	235
11.2.2	Principe de l'approche développée . . . . .	236
11.2.3	Granulométrie de particules à coeur absorbant par APD . . . . .	237
11.2.4	Conclusion sur ces premières simulations . . . . .	243
11.3	Sphères multicouches . . . . .	244

11.3.1	Effets de la température, de l'évaporation, sur le profil d'indice de particules	244
11.3.2	Sensibilité de l'APD aux gradients d'indice . . . . .	246
11.3.3	Conclusion sur ces premières investigations numériques . . . . .	248
11.4	Particules hétérogènes . . . . .	248
11.4.1	Introduction . . . . .	248
11.4.2	Avantages de la Technique des Deux Bouffées . . . . .	248
11.4.3	Test expérimental . . . . .	249
11.5	Conclusion . . . . .	250
<b>12</b>	<b>Les particules homogènes non-sphériques</b>	<b>251</b>
12.1	Mesure de fibres cylindriques par APD . . . . .	251
12.1.1	Introduction . . . . .	251
12.1.2	La géométrie à Deux Modes (DM) . . . . .	254
12.1.3	Test expérimental . . . . .	254
12.1.4	Conclusion et perspectives . . . . .	257
12.2	Mesure de particules ovoïdes . . . . .	259
12.2.1	La déformation des particules sphériques dans les écoulements . . . . .	259
12.2.2	Mesure du taux de déformation des particules sphériques par Anémométrie Phase Doppler . . . . .	261
12.2.3	Le système à Deux Modes (DM) . . . . .	261
12.2.4	Conclusion et perspectives . . . . .	262
12.3	Les particules de forme irrégulière . . . . .	264
12.3.1	Principe de notre approche . . . . .	264
12.3.2	Tests expérimentaux sur des billes à facettes . . . . .	265
12.3.3	Perspectives . . . . .	270
12.4	Conclusion . . . . .	270
<b>13</b>	<b>Conclusion Générale</b>	<b>271</b>
<b>13</b>	<b>Bibliographie</b>	<b>275</b>



## 0.1 Liste des symboles et abréviations

$A, B$ : constantes "théoriques" de la mesure d'absorption,  
 $A_n, B_n$ : coefficients de diffusion externes d'une sphère multicouches éclairée par une onde plane,  
 $C_{a,b}$ : coefficient de la Transformée en Ondelettes à l'instant  $b$  et à l'échelle  $a$  (fréquence:  $1/a$ ),  
 $C_n, D_n$ : coefficients de diffusion internes d'une sphère multicouches éclairée par une onde plane,  
 $C^{ij}$ : pente de la relation phase diamètre pour les détecteurs  $i$  et  $j$ ,  
 $D_{ij}$ : diamètre moyen arithmétique (10), surfacique (20), volumique (30), de Sauter (32),  
 $D_n^1(z), D_n^2(z), D_n^3(z)$ : dérivées logarithmiques des fonctions de Ricatti-Bessel,  
 $D^i$ : détecteur  $i$ ,  
 $D$ : diamètre,  
 $E$ : champ électrique,  
 $G_{xy}(f)$ : coefficient de la fonction interspectre pour la fréquence  $f$ ,  
 $H$ : champ magnétique,  
 $H_n(x_L), K_n(x_L)$ : fonctions recursives,  $x_L$  rayon externe de la de la particule (couche  $L$ ),  
 $I_{1,K}^{max}$ : intensité maximale du signal réfracté pour une absorption  $K$ ,  
 $I_0^{max}$ : intensité maximale du signal réfléchi,  
 $I_p(y)$ : profil d'intensité suivant la direction ( $OY$ ) produite par le processus de diffusion  $p$ ,  
 $K$ : coefficient d'absorption,  
 $L$ : indice de la couche externe d'une sphère multicouche,  
 $L$ : parcours optique des rayons réfractés à l'intérieur de la particule,  
 $M_L$ : rapport entre l'indice réel du milieu extérieur et l'indice complexe de la couche extérieure,  
 $m_0/m_L$ ,  
 $N$ : nombre d'échantillons,  
 $P$ : piédestal,  
 $P_n, P_n^m$ : polynômes et polynômes associés de Legendre,  
 $S_1, S_2$ : fonctions d'amplitude pour les polarisations perpendiculaire et parallèle respectivement,  
 $T$ : temps de décalage pour les particules de taille supérieure aux dimensions de la sonde,  
 $TM, TE$ : onde Transversale Magnétique, Electrique,  
 $U$ : Potentiel scalaire de Bromwich,  
 $U_L$ : rapport des perméabilités magnétiques entre le milieu extérieur et celui de la couche externe,  
 $V$ : visibilité,  
 $V_X, V_Y$ : composantes de vitesse de la particule,  
 $a_n, b_n$ : coefficients de diffusion externes d'une sphère homogène éclairée par une onde plane,  
 $c_{jn}^m, e_{jn}^m, d_{jn}^m, f_{jn}^m$ : coefficients de diffusion internes d'une sphère multicouches éclairée par un faisceau de forme arbitraire,  
 $g^i$ : gain du détecteur  $i$ ,  
 $g_{n,TE}^m, g_{n,TM}^m$ : coefficients de forme des faisceaux,  
 $k$ : partie imaginaire de l'indice,  
 $k$ : vecteur d'onde,  
 $k_i$ : vecteur d'onde dans la couche  $i$ ,  
 $m_i$ : indice complexe de réfraction de la couche  $i$ ,  
 $m$ : indice de réfraction réel,

$m$ : entier relatif,  
 $n$ : entier naturel,  
 $n_p$ : nombre de sauts de  $2\pi$  à ajouter à la phase mesurée,  
 $p$ : ordre du processus de diffusion,  
 $\nu$ : fréquence Doppler,  
 $q$ : rapport entre le diamètre du cœur d'une sphère et son diamètre extérieur,  
 $y_p$ : paramètre d'impact longitudinal pour le rayon d'ordre  $p$ ,  
 $x_p$ : paramètre d'impact transversal pour le rayon d'ordre  $p$ ,  
 $\Delta T$ : correction au temps de décalage  $T$  pour les petites particules,  
 $\Delta\Phi$ : erreur systématique sur la phase,  
 $\Omega$ : cône d'angle d'acceptation pour les trajectoires,  
 $\Phi^{ij}$ : déphasage entre les signaux issus des détecteurs  $i$  et  $j$ ,  
 $\Psi_n(kr)$ ,  $\xi_n(kr)$ ,  $\chi_n(kr)$ : fonctions de Ricatti-Bessel,  
 $\alpha$ : demi-angle entre les faisceaux,  
 $\delta\psi$ : écart angulaire à un angle d'élévation moyen,  
 $\epsilon_X$ : coefficient de Fresnel pour la polarisation parallèle ou perpendiculaire,  
 $\omega$ : fréquence d'excitation de l'onde,  
 $\omega_0$ : rayon d'un faisceau au col,  
 $h$ : distance minimale au centre de la particule à laquelle passe un rayon réfracté dans la direction d'un détecteur,  
 $\phi$ : angle hors-axe,  
 $\phi$ : angle de co-latitude,  
 $\psi^i$ : angle d'élévation du détecteur  $i$ ,  
 $\psi_m$ : angle d'élévation moyen pour un couple de détecteurs,  
 $\mu_i$ : perméabilité magnétique de la couche  $i$ ,  
 $\tau_n^{[m]}$ ,  $\pi_n^{[m]}$ : fonctions généralisées de Legendre.  
 $\tau$ : angle complémentaire à l'angle d'incidence,  
 $\tau'$ : angle complémentaire à l'angle de réfraction,  
 $\theta$ : angle de diffusion,  
 $\varphi$ : angle azimutal,

## Abréviations:

$APD$ : Anémométrie Phase Doppler,  
 $ADL$ : Anémométrie Laser Doppler,  
 $DM$ : technique ou système à Deux Modes,  
 $ET$ : Effets de Trajectoire,  
 $OG$ : Optique Géométrique,  
 $PSB$ : Potentiel Scalaire de Bromwich,  
 $RSB$ : Rapport Signal sur Bruit,  
 $SM$ : système ou géométrie Standard Modifiée,  
 $TDB$ : Technique des Deux Bouffées,  
 $TLM$ ,  $TLMG$ : Théorie de Lorenz-Mie, Théorie de Lorenz-Mie Généralisée.



## 0.2 Introduction générale

L'URA CNRS 230 s'est fixé comme thème de recherche l'étude des phénomènes de transport dans les milieux en réaction. Les axes de recherches liés à cette activité sont variés; et l'on peut citer, en se limitant à ceux auxquels se rattache le travail présenté dans ce manuscrit: *"les écoulements à phases dispersées"*, *"Combustion et flamme"*, *"Physico-chimie de la combustion"*, *"Diffusion-Turbulence, Environnement"*.

L'étude expérimentale des milieux diphasiques, et a fortiori réactifs, nécessite des outils d'investigation opérant à distance, sans perturber les milieux étudiés et capables de suivre dans le temps les évolutions les plus rapides de ces systèmes complexes. Les techniques de diagnostic optique répondant parfaitement à ces exigences, le laboratoire a de ce fait particulièrement développé cette approche. Deux types de diagnostics optiques sont à distinguer: ceux basés sur la diffusion élastique de la lumière (diffusion Rayleigh, de Mie,...) et ceux basés sur la diffusion non élastique (Fluorescence Induite par Laser, diffusion Raman,...). Nous ne détaillerons pas ici les inconvénients et avantages de chaque approche, mais nous dirons que l'approche "élastique", dans laquelle s'inscrit ce travail, est essentiellement utilisée pour l'étude des phases dispersées alors que l'approche non-élastique est plutôt utilisée pour l'étude des espèces radicalaires, de la phase gazeuse.

Cette thèse porte sur le développement d'outils de diagnostic optique sur les particules principalement sphériques, rencontrées dans les milieux diphasiques (particules liquides (gouttes), gazeuses (bulles), solides (billes)). Ceux-ci intègrent et utilisent les propriétés d'un éclairage non uniforme des particules dont la gamme de tailles va typiquement du micron à quelques millimètres. Ce travail, en amont des thèmes du laboratoire, rend possible des analyses plus détaillées et/ou nouvelles des phénomènes physiques comme: *l'atomisation, les phénomènes d'interaction de pulvérisations (coalescence de gouttes), l'évaporation de gouttes (séchage, combustion), la détection de certaines particules (source de polluants,...)*. Une technique optique de granulovélocimétrie interférométrique est de par ses potentialités et ses performances au centre de ce travail: *"L'Anémométrie Phase Doppler"*. Celle-ci permet, à l'origine, de mesurer simultanément une à trois composantes de vitesse et la taille de particules sphériques individuelles, ainsi que les flux associés.

Après le rappel du principe de l'anémométrie phase Doppler et des divers outils théoriques qui seront utilisés dans cet ouvrage, la présentation de ce travail est ordonnée en 3 grandes parties. La première partie est consacrée à la présentation des biais sur les mesures de taille et de flux de particules, engendrés par la dimension finie des faisceaux d'éclairage, ainsi que les diverses solutions introduites pour éliminer ces biais. La deuxième partie présente les solutions proposées pour permettre une mesure de l'indice des particules détectées, en plus de la mesure de leur taille et de leur vitesse. La troisième partie traite de l'extension de la technique phase Doppler au diagnostic des particules non-sphériques et/ou non-homogènes. Plus dans le détail, ce manuscrit est organisé comme suit:

- **Le chapitre 1** introduit les bases de l'anémométrie phase Doppler ainsi que celles des outils théoriques utilisés pour cette étude.

## Première partie: les mesures de tailles, de flux

Les mesures de taille par anémométrie phase Doppler sont, dans certaines conditions, sensibles à la trajectoire des particules dans le volume de mesure. Cet effet, qualifié "d'Effet de Trajectoire", peut nuire de façon importante à la qualité des mesures de taille. Cette première partie porte ainsi sur l'élimination de ces effets avec comme but: l'amélioration des mesures de tailles, des corrélations taille-vitesse et des flux massiques. Cette partie est composée de 5 chapitres:

- **Le chapitre 2** introduit et précise la nature des effets de trajectoire.
- **Le chapitre 3** présente une première approche pour mettre en évidence ces effets, basée sur une analyse temps-fréquence des signaux phase Doppler.
- **Le chapitre 4** introduit le principe d'une nouvelle géométrie des systèmes phase Doppler. Celle-ci permet d'éliminer les effets de trajectoire pour des particules dont les trajectoires dévient au maximum de  $\pm 60^\circ$  par rapport à une direction attendue. Cette géométrie qualifiée de "Standard Modifiée" est testée numériquement et expérimentalement.
- **Le chapitre 5** introduit le principe d'une autre géométrie du système phase Doppler. Alternative à celle présentée dans le chapitre 4, elle permet également d'éliminer les effets de trajectoire. Cette seconde géométrie qualifiée de "Plane" est testée numériquement et expérimentalement.
- **Le chapitre 6** introduit le principe d'une géométrie du système phase Doppler combinant avantageusement les deux géométries précédentes. Elle permet une amélioration conséquente, par rapport aux solutions proposées antérieurement à ce travail, des mesures de taille et de flux, y compris dans des milieux très turbulents.

## Deuxième partie: la mesure de l'indice

L'anémométrie phase Doppler nécessite pour effectuer les mesures de taille, à partir de la réfraction de la lumière, une connaissance préalable de l'indice des particules détectées. Si l'indice de celles-ci est inconnu, seules des mesures en réflexion sont possibles. Mais dans ce cas, l'angle de collection de la lumière est très limitatif pour nombre d'applications (restreint autour de  $100^\circ$  par exemple, pour des particules réfractantes avec un indice réel  $m$  tel que  $1.3 < m < 1.5$ ). La mesure de l'indice des particules détectées est un moyen de supprimer cette limitation. Ce type de mesure est également intéressant pour de nombreuses autres raisons. Il permet entre autres:

- *Le suivi de la dispersion de particules dans un fluide*: les particules identifiables par leur indice peuvent servir de traceur de l'écoulement, de l'historique de leur trajet dans un milieu.
- *L'étude des phénomènes de coalescence lors de l'interaction de sprays d'indices différents*: la mesure d'indice permet un suivi de l'évolution temporelle et spatiale du taux de mélange entre les gouttes.
- *L'étude des phénomènes d'évaporation/séchage*: la mesure d'indice permet le suivi de l'évolution temporelle et spatiale d'une variable fonction de la composition du mélange/matériau

constituant les particules.

- *La cartographie de l'état thermique d'une polydispersion*: suivi de l'évolution en température de gouttes (l'indice d'un matériau est fonction de sa température).

Comme on le voit dans les quelques exemples précédents, la possibilité d'utiliser l'anémométrie phase Doppler pour la mesure d'indice permet d'étendre la nature des diagnostics possibles de manière fondamentale. La deuxième partie de ce manuscrit porte ainsi essentiellement sur l'extension de l'anémométrie phase Doppler à la mesure des parties réelle et imaginaire de l'indice des particules détectées, en complément des mesures de vitesse, de taille et de flux. Notons que l'introduction de cette partie, rend compte de travaux engagés sur une autre technique permettant la mesure de l'indice des particules, basée sur l'arc-en-ciel monochromatique.

- **Le chapitre 7** introduit et précise le principe d'une méthode de mesure d'indices particulièrement originale: "la Technique des Deux Bouffées". Son principe pour la mesure de la partie réelle de l'indice est introduit puis testé numériquement et expérimentalement. La possibilité de distinguer des gouttes de différents liquides courants est démontrée.

- **Le chapitre 8** étend le travail du chapitre précédent pour mesurer l'absorption des particules détectées sans calibration expérimentale préalable. La mesure de la concentration en encre de gouttes d'une solution eau-encre, en plus de leur taille et de leur vitesse est effectuée.

- **Le chapitre 9** démontre que le système introduit dans le chapitre 6 permet également d'obtenir des mesures d'indice. Un test expérimental de mesure du taux de coalescence de gouttes lors de l'interaction d'un spray d'eau et d'un spray d'alcool est présenté.

## Troisième partie: les particules inhomogènes, non-sphériques

Les particules sphériques et homogènes ne constituent pas le seul type de particules rencontrées dans les milieux diphasiques. Cette partie s'intéresse aux particules sphériques inhomogènes et aux particules non-sphériques homogènes.

De nombreux rapports ou suppositions ont été faits sur l'existence de particules sphériques dont l'inhomogénéité du "matériau" respecte la symétrie sphérique des particules: cénosphères (produites lors de la combustion de certains fuels lourds), gouttelettes formées par condensation autour d'un noyau (qui peut être liquide: coalescence de gouttes de densités différentes...), gouttelettes subissant un choc thermique (traversée d'un front de flamme,...) ou en phase d'évaporation (combustion, séchage...).

Une étape fondamentale pour le développement de méthodes de diagnostic optique de ce type de particules nécessite une modélisation de l'interaction faisceau fini/particule multicouches.

- **Le chapitre 10**, purement fondamental, étend la théorie de Lorenz-Mie généralisée (développée au laboratoire pour la sphère homogène) au cas de la diffusion par une *sphère "stratifiée" ou "multicouches"*. Ce chapitre comprend également une discussion sur les problèmes numériques propres au calcul des propriétés de ce type de particules, ainsi que quelques exemples de résultats: diagrammes de diffusion, sections efficaces, pression de radiation.

• **Le chapitre 11** expose les premières applications de ce travail théorique à l'anémométrie phase Doppler. Les effets de gradients thermiques à l'intérieur de gouttes en phase d'échauffement/évaporation, sur la mesure de leur taille, sont évalués. La possibilité de détecter et/ou mesurer les particules à coeur absorbant est également considérée.

Trois autres types de particules ont été l'objet d'investigations au cours de cette thèse: les cylindres (fibres), les particules ovoïdes, les particules irrégulières.

• **Le chapitre 12** traite de l'extension de l'anémométrie phase Doppler à ce type de particules.

La possibilité d'obtenir des mesures précises de tailles de fibres en mouvement transversal ou longitudinal est démontrée expérimentalement. L'application des outils développés, pour la mesure de fibres solides (fibres de verre, métalliques,...) ou liquides (jet liquide,...) est discutée.

La possibilité de détecter, à l'aide du système introduit dans le chapitre 6, les particules (bulles, gouttes,...) déformées par des contraintes aérodynamiques/hydrodynamiques ou à la suite de chocs, est montrée et discutée.

Des test expérimentaux prospectifs sont effectués sur des particules irrégulières. Une discussion sur la possibilité d'extraire une information sur l'état de surface de ces particules à partir de l'anémométrie phase Doppler est présentée.

La dernière partie de ce manuscrit est une **Conclusion générale** sur ce travail mettant également en avant les **Perspectives** qui en découlent. Les références des sources bibliographiques utilisées lors de ce travail sont rassemblées en fin d'ouvrage.

# Chapitre 1

## Généralités

Dans un but essentiellement didactique et sans prétention d'exhaustivité, l'objet de ce chapitre est de rappeler les notions de base sur lesquelles repose l'Anémométrie Laser Doppler (ADL) [34, 35, 36, 37] et l'Anémométrie Phase Doppler (APD)[38]. Les concepts de base des théories qui modélisent la diffusion de la lumière par les particules sphériques, utilisées dans le cadre de ce travail, sont également rappelés.

Nous attirons l'attention du lecteur sur le fait que la plupart des points discutés sur l'ADL sont également valides pour l'APD qui correspond à une extension directe de l'ADL.

### 1.1 Mesures corrélées taille/vitesse par Anémométrie Phase Doppler

#### 1.1.1 Anémométrie Doppler Laser (ADL)

##### Principe

Un volume "optique" de mesure est défini (figure 1.1) par l'intersection de deux faisceaux laser semblables (mode TM00: profil gaussien d'intensité), linéairement polarisés (champ électrique suivant  $(OY)$  dans notre figure). Dans le repère  $(OXYZ)$ , les deux faisceaux se propagent dans le plan  $(XOZ)$  suivant la direction  $(OZ)$ , faisant un angle  $\pm\alpha$  avec cet axe:  $\alpha$  sera appelé le "*demi-angle entre les faisceaux*".

##### i) Le modèle heuristique des franges

Les deux faisceaux laser sont en cohérence et de même polarisation. Ils forment au niveau de leur intersection un réseau de franges approximativement parallèles au plan  $(YOZ)$ . Le volume optique, à  $1/e^2$  de l'intensité maximale en son centre, a la forme d'un ellipsoïde de révolution (figure 1.1b). L'interfrange ( $\delta_f$ ) est reliée à la longueur d'onde des faisceaux laser,  $\lambda$ , ainsi qu'à  $\alpha$ , par la relation:

$$\delta_f = \frac{\lambda}{2 \sin \alpha} \quad (1.1)$$

Lorsqu'une particule plus petite que l'interfrange traverse le volume de mesure, elle franchit successivement des zones "éclairées" puis "sombres".



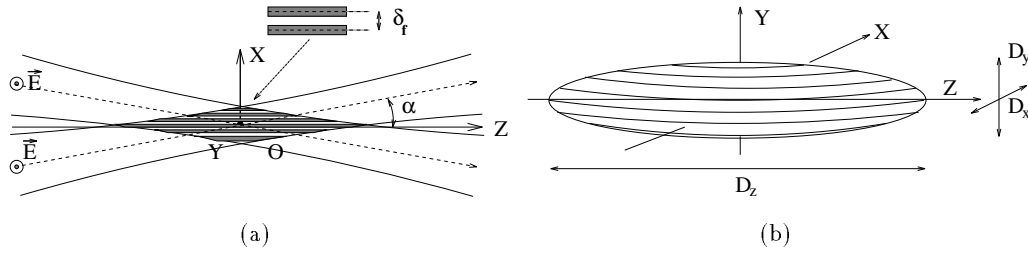
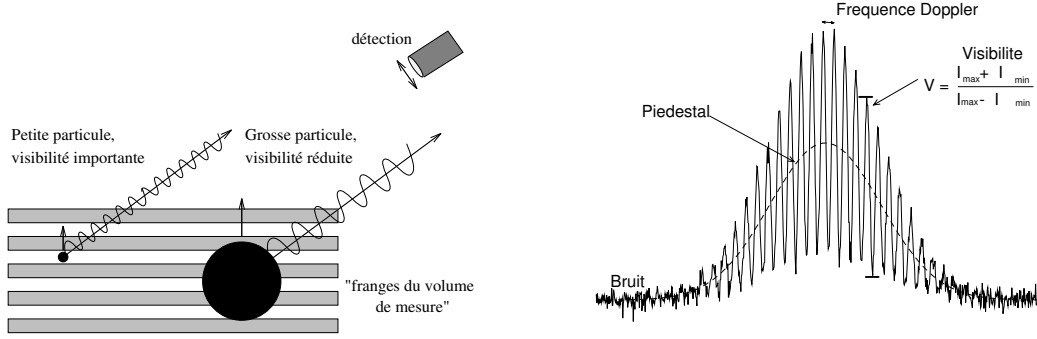


FIG. 1.1 - Volume optique de mesure de l'ADL: forme elliptique de section pratiquement circulaire ( $D_x \approx D_y$ ) et de longueur  $D_z \gg D_x, D_y$ .

La répartition spatiale des franges étant régulière et fixe, la lumière diffusée par la particule va être modulée en fréquence, la fréquence "hétérodyne Doppler"  $\nu$ . Cette dernière est reliée linéairement à la composante de vitesse de la particule suivant l'axe perpendiculaire aux franges, ( $V_{OX}$ ), avec:

$$V_{OX} = \nu \cdot \delta_f \quad (1.2)$$



(a) Modèle des franges: la lumière diffusée par une particule est modulée, par le réseau de franges, proportionnellement à sa vitesse. Le contraste du signal diffusé dépend de celui des franges, de la taille de la particule,...

(b) Signal ADL type et mise en évidence des paramètres le caractérisant formellement.

FIG. 1.2 - Le signal ADL

L'Anémométrie Doppler Laser (**ADL** ou "**LDA**") [39] utilise ce principe pour mesurer la vitesse de particules le plus souvent micrométriques, voir submicrométriques. La vitesse de ces dernières étant, sous certaines conditions, assimilée à celle du fluide qui les transporte, l'ADL trouve sa principale application en mécanique des fluides, pour l'étude des propriétés dynamiques d'écoulements fluides,ensemencés artificiellement ou non en particules. A titre d'exemples d'applications de cette technique, on peut citer: l'étude du champ de vitesse d'un écoulement autour d'un profil [40], la diffusion des gaz dans une flamme de diffusionensemencée en particules réfractaires [41]...

Le modèle introduit pour l'explication du principe de l'ADL, permet de prédire la relation existant entre la vitesse de la particule diffusante et la fréquence du signal collecté. Cependant, il ne donne qu'une information grossière sur l'importance de la taille des particules ainsi que sur les

autres caractéristiques du signal ADL: intensité, visibilité, phase,... Ce manque "d'exhaustivité" n'est pas crucial pour l'application de l'ADL. Il s'est cependant avéré limitatif lorsque dans les années 1970, diverses équipes ont voulu étendre l'ADL à la mesure de la taille des particules détectées [42].

### ii) Modèle d'addition des champs diffusés

L'application des lois de l'électromagnétisme (somme des champs diffusés, prise en compte de la nature vectorielle de l'effet Doppler, application du théorème de Poynting,...) permet de modéliser rigoureusement les phénomènes physiques mis en jeu dans l'ADL.

Une particule éclairée par une onde électromagnétique diffuse un champ dont la composante transverse électrique (et magnétique) est de la forme générale (hypothèse de champ lointain,  $r \gg \lambda$ , où  $r$  est la distance séparant la particule du point d'observation) suivante:

$$E = E_0 \frac{S(\theta, R, \lambda, m)}{ikr} e^{i(k.r - \omega t)} \quad (1.3)$$

où  $R$  est le diamètre de la particule,  $m$  son indice relatif au milieu extérieur,  $\lambda$  la longueur d'onde de l'onde incidente,  $k$  le module de son vecteur d'onde associé et  $\theta$  l'angle de diffusion considéré.  $S$  est la *fonction de phase ou "d'amplitude"* (complexe), qui dépend des propriétés optiques de la particule (indice, taille), de la polarisation, de la longueur d'onde et de l'angle de diffusion [43]. Elle peut être calculée à partir de différents modèles dont nous reparlerons par la suite (théorie de Rayleigh, Optique Géométrique, Théorie de Lorenz-Mie).

Si la particule en mouvement traverse une sonde ADL, un détecteur fixe va voir les termes de phase du champ diffusé, issus du premier (I) et du deuxième (II) faisceau, modifiés d'une quantité  $\nu_I$  et  $\nu_{II}$  en raison de l'effet Doppler [35]. Le champ total en un point du détecteur s'écrit comme la somme des deux champs diffusés soit, si l'on suppose que les deux faisceaux ont la même intensité à l'origine,

$$E = E_0 \left[ S_I(\theta_I) e^{i\nu_I t} + S_{II}(\theta_{II}) e^{i\nu_{II} t} \right] \frac{e^{i(k.r - \omega t)}}{ikr} \quad (1.4)$$

L'application du théorème de Poynting permet de calculer l'intensité correspondante en ce point:

$$I = \frac{E_0^2}{k^2 r^2} \left[ S_I(\theta_I) S_I^*(\theta_I) + S_{II}(\theta_{II}) S_{II}^*(\theta_{II}) + 2 \operatorname{Re} \left[ S_I(\theta_I) S_{II}^*(\theta_{II}) e^{i(\nu_I - \nu_{II})t} \right] \right] \quad (1.5)$$

Le terme de phase de cette dernière expression contient la modulation introduite par l'effet Doppler [35]. La figure 1.3 schématise l'influence du mouvement relatif d'une particule de vitesse  $V$  sur la fréquence qu'elle perçoit  $\nu_p$  d'une onde incidente de fréquence  $\nu_0$ , ainsi que sur celle mesurée par un détecteur fixe (fréquence mesurée  $\nu_d$ ) collectant le signal diffusé par la particule. Dans les systèmes ADL actuels, deux faisceaux et un seul détecteur sont utilisés. La fréquence mesurée par le détecteur est la fréquence de battement du signal d'interférence recueilli (fréquence hétérodyne Doppler  $\nu_D$ ). Elle s'écrit avec les conventions de la figure 1.3:

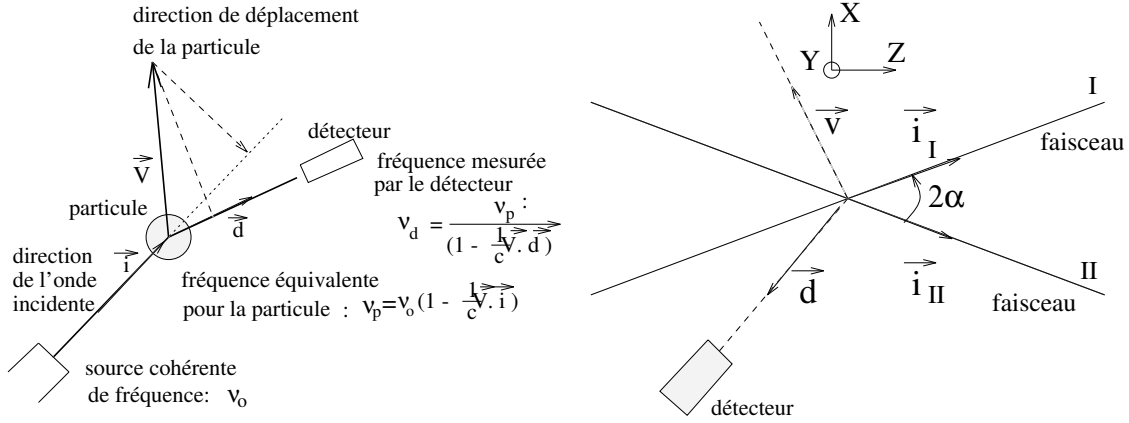


FIG. 1.3 - Effet Doppler et anémométrie laser Doppler.

$$\nu = \nu_I - \nu_{II} = \nu_0 \left[ \frac{c - \vec{V} \cdot \vec{i}_I}{c - \vec{V} \cdot \vec{d}} \right] - \nu_0 \left[ \frac{c - \vec{V} \cdot \vec{i}_{II}}{c - \vec{V} \cdot \vec{d}} \right] \quad (1.6)$$

Pour une vitesse de la particule négligeable par rapport à celle de la lumière la relation précédente s'écrit:

$$\nu = \frac{1}{\lambda} \vec{V} \cdot (\vec{i}_{II} - \vec{i}_I) = (2 \sin \alpha V_x) / \lambda \quad (1.7)$$

L'intensité totale  $s(t)$  collectée par le détecteur se déduit par intégration de la relation 1.5, sur son ouverture angulaire (angle solide  $\Omega(x, y)$ ):

$$S(t) = \int_{\Omega} I(r, x, y, t) r^2 d\Omega \quad (1.8)$$

La forme finale du signal électrique obtenu est alors décrite, pour une amplification électronique linéaire (posée ici égale à un), par une fonction du type [36]:

$$S(t) = P_s [1 + V \cos(2\pi\nu t + \phi)] \quad (1.9)$$

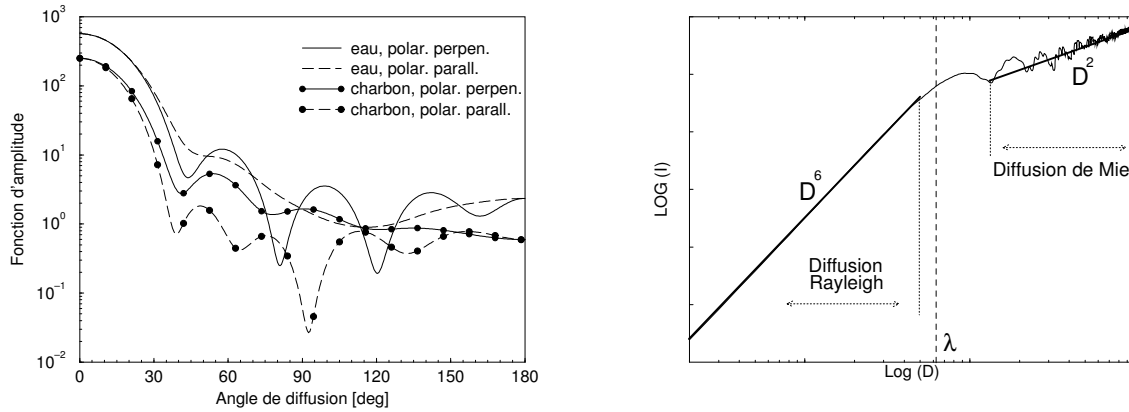
où  $P_s$ ,  $V$ ,  $\phi$  et  $\nu$  désignent respectivement le terme de piédestal (porteuse), de visibilité (contraste), de phase, de fréquence hétérodyne Doppler du signal (figure 1.2).

- Le terme de piédestal  $P_s$  correspond à la porteuse du signal de la figure 1.2b). Cette composante du signal doit sa forme à la distribution gaussienne d'intensité dans le volume de mesure. L'enveloppe des signaux varie donc en fonction de la trajectoire des particules dans le volume de mesure mais aussi de l'angle de collection des signaux, du diamètre, de l'indice et de la vitesse des particules. La mesure du piédestal a été utilisée pour estimer la taille des particules [44]. Néanmoins, cette méthode de granulométrie optique est désormais peu usitée en raison de l'indétermination sur la mesure de taille résultant des trajectoires aléatoires des particules dans la sonde et de la nécessité d'une calibration expérimentale.

- Le terme de visibilité  $V$  correspond au contraste du signal. Il est fonction de nombreux facteurs dont les principaux sont: la taille de la particule (figure 1.2a), l'interfrange, le contraste des franges, la position et la forme des détecteurs [45]. La visibilité est importante dans les problèmes de traitement du signal, la modulation des signaux ADL étant ce qui les distinguent le plus souvent du bruit. La mesure de la visibilité a également été utilisée pour mesurer le diamètre de particules sphériques [42]. Néanmoins cette technique a été plus ou moins abandonnée en raison de la difficulté de mesurer ce paramètre. Elle est de plus fortement non-linéaire, non-univoque, et sensible à la trajectoire des particules dans le volume de mesure.

- Le terme  $\nu$  correspond à la modulation haute fréquence (Doppler) des signaux de la figure 1.2b). Ce terme est, pour un montage optique donné, uniquement fonction de la vitesse de la particule suivant une direction. Il correspond au seul terme exploité par l'ADL. Sa mesure est effectuée pour chaque signal à partir d'une analyse de Fourier, par autocorrélation ou encore, par une méthode de passage à zéro<sup>1</sup>.

- Le terme de phase  $\phi$  correspond au terme mesuré par l'Anémométrie Phase Doppler pour déduire la taille des particules sphériques détectées.



(a) Diagrammes de diffusion pour les polarisations parallèle et perpendiculaire d'une goutte d'eau et d'une particule de charbon de  $1\mu m$  de diamètre,  $\lambda = 0.6328\mu m$

(b) Evolution de l'intensité diffusée à  $30^\circ$  vers l'avant par une goutte d'eau, en fonction de son diamètre.

FIG. 1.4 - La taille et la nature des particules ainsi que l'angle de collection conditionnent de manière importante la détectabilité de celles-ci.

## Les particules détectées

L'étude indirecte du champ de vitesse d'un fluide, à partir de celui des particules qu'il véhicule, suppose que ces dernières se déplacent dans le fluide de la même façon qu'une particule fluide, [46]. Cette hypothèse, dont la validité est critique pour l'interprétation des mesures de vitesse par ADL, dépend de nombreux paramètres dont la taille, la forme et la densité des

<sup>1</sup>Voir le chapitre 3,

particules, mais aussi des échelles de variation des grandeurs dynamiques du fluide étudié... La nécessité d'obtenir un signal lumineux détectable, et donc reliée à la capacité des particules à diffuser la lumière, est également critique pour l'application de l'ADL à la caractérisation de la dynamique d'un fluide.

La figure 1.4a) montre, à titre d'exemple, le diagramme de diffusion d'une particule de charbon et d'une goutte d'eau (sphères de diamètre  $1\mu m$  et d'indices respectifs  $m = 1.59 - i0.66$  et  $m = 1.333$ ). Elles sont éclairées par une onde plane de longueur d'onde  $\lambda = 0.6328 \mu m$ . La polarisation considérée est parallèle (*parall*) ou perpendiculaire (*perpen*) au plan d'observation. L'intensité diffusée par la goutte d'eau est globalement supérieure à celle diffusée par la particule de charbon. Cette dernière est donc moins facilement "détectable" que la goutte d'eau. L'intensité diffusée par les deux types de particules est maximale vers l'avant ( $0^\circ$ ) ( $\approx$  la direction de propagation des faisceaux pour l'ADL). Les positions proches de cette direction sont pour cette raison les plus utilisées pour placer le détecteur (on parle de détection avant "directe" ( $0^\circ$ ) ou presque "directe" ( $< 30^\circ$ )). Une autre direction importante est la direction vers l'arrière ( $180^\circ$ ). Celle-ci permet de coupler l'optique d'émission (voir le paragraphe suivant) qui produit les deux faisceaux lasers et l'optique de collection du détecteur. Elle offre une compacité du système très appréciable pour nombre d'applications aux accès optiques limités. Ces géométries sont dites "directes" vers l'arrière ( $180^\circ$ ) ou "presque vers" l'arrière ( $> 150^\circ$ ).

La figure 1.4b) montre, pour une goutte d'eau, l'évolution typique de l'intensité qu'elle diffuse à  $30^\circ$  vers l'avant en fonction de son diamètre. Pour les diamètres inférieurs à la longueur d'onde  $D \ll \lambda$ , l'intensité collectée évolue en puissance sixième du diamètre, caractéristique de la "diffusion Rayleigh" (la particule diffuse la lumière comme un dipôle placé dans un champ électromagnétique stationnaire). Pour  $D \gg \lambda$ , l'intensité collectée évolue en puissance deuxième du diamètre, caractéristique de la "diffusion de Mie".

## Le volume de mesure

Un des paramètres critiques de la technique ADL réside dans la nécessité de n'avoir qu'une seule particule à la fois dans le volume de mesure. La probabilité de présence de plusieurs particules dans le volume de mesure doit être minimisée.

Le demi-angle entre les faisceaux est généralement faible, typiquement de  $0.5$  à  $10^\circ$ . Les dimensions latérales du volume de mesure  $D_X, D_Y$ , sont donc toujours très proches de la dimension des faisceaux au col, figure 1.1b). La longueur "naturelle"  $D_Z$  du volume de mesure est en revanche beaucoup plus longue que le diamètre de l'ellipsoïde. Cette longueur est typiquement de 10 à 100 fois supérieure au diamètre de la sonde, soit une longueur de plusieurs millimètres. Elle est le plus souvent trop importante pour les milieux très denses en particules. La réduction de l'ensemencement global en particules du fluide quand elle est possible, peut être utilisée pour limiter le problème. Mais le cas inverse peut alors se poser pour certaines régions du fluide "sous-ensemencées". Une seconde solution consiste à réduire les dimensions du volume de mesure (diminution du col des faisceaux, augmentation de l'angle entre ceux-ci), ce qui permet par ailleurs d'augmenter la résolution spatiale et temporelle des mesures.

Une troisième solution consiste à utiliser au niveau de l'optique de collection, un filtrage spatial: fente ou trou de quelques centaines de micromètres de large. La figure 1.5 montre que l'optique

de collection "projette" alors l'image du filtre spatial dans le volume de mesure. Cette solution, systématiquement utilisée par l'APD, limite les dimensions du volume de mesure suivant ( $OZ$ ) et ceci d'autant plus que l'angle de collection de l'optique de détection est élevé (elle conduit donc indirectement à une détectabilité des particules plus faible, voir la figure 1.4).

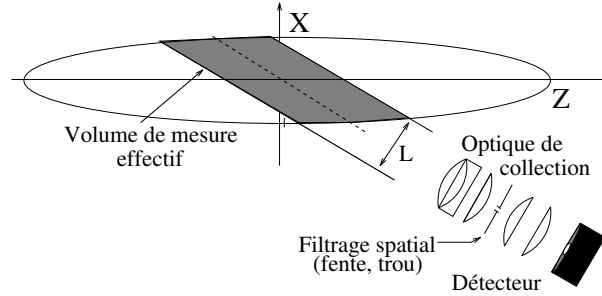


FIG. 1.5 - Utilisation d'un filtrage spatial pour réduire les dimensions du volume de mesure suivant ( $OZ$ ).

### La vitesse mesurée

La mesure simultanée des trois composantes de vitesse d'une même particule peut être effectuée par ADL [47, 48], mais généralement deux composantes de vitesse sont au plus mesurées. Dans ce dernier cas, l'optique d'émission focalise en un même point deux paires de faisceaux de longueurs d'ondes différentes, faisant un angle entre elles. Deux détecteurs munis de filtres interférentiels sont alors utilisés pour ne détecter qu'une longueur d'onde chacun. Dans le cas où l'inclinaison des sondes est à  $90^\circ$ , deux composantes de vitesse perpendiculaires peuvent être mesurées.

La détermination du signe de la composante de vitesse est possible par ADL. Pour cela, un décalage en fréquence est introduit entre les faisceaux. Ceci produit un *défilement des franges* dans le volume de mesure, figure 1.6. Dans la figure 1.6(a), la fréquence de défilement des franges ( $\nu_0$ ) dans le volume de mesure correspond, à une vitesse  $V_0$ . A une particule qui se déplace dans le sens de défilement des franges avec une vitesse  $V_{OX}$  (fréquence Doppler absolue  $\nu$ ), correspondra la vitesse relative  $V_0 - V_{OX}$  (fréquence Doppler relative  $\nu_0 - \nu$ ). A une particule qui se déplace

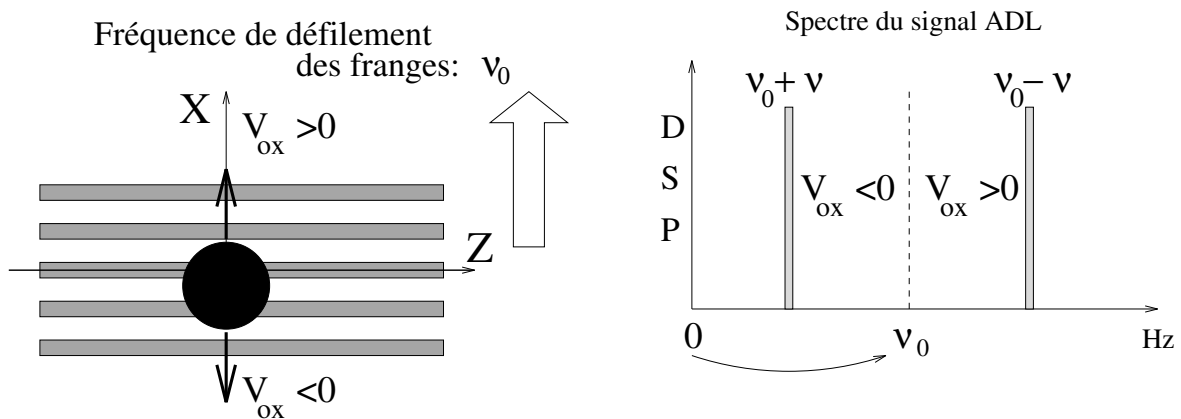


FIG. 1.6 - Utilisation d'un décalage en fréquence des faisceaux pour la mesure du signe de la vitesse.

dans le sens opposé au défilement des franges avec la vitesse absolue  $V_{OX}$  correspondra la vitesse relative  $V_0 + V_{OX}$  (fréquence Doppler relative  $\nu_0 + \nu$ ). Connaissant la vitesse  $V_0$ , qui joue le rôle d'une vitesse de référence, le sens de  $V_{OX}$  peut être ainsi déterminé.

Le défilement des franges est réalisé en faisant franchir à un des deux faisceaux un réseau de diffraction en mouvement. Ce réseau consiste généralement en un réseau plan mis en rotation par un moteur ou une cellule de Bragg (dont le principe est de faire traverser aux faisceaux une chambre électroacoustique où les variations locales de pression jouent le rôle d'un réseau plan en mouvement [34, 35, 36, 37]).

Dans le traitement des signaux ADL, seule la fréquence Doppler est utilisée pour la mesure de vitesse. Un filtrage passe-bande des signaux est ainsi effectué afin d'éliminer la modulation basse fréquence du signal (*piédestal*) et le bruit très haute fréquence. Le décalage en fréquence permet dans ce cas d'optimiser la fenêtre de fréquences des signaux détectés par rapport à la fréquence du bruit, aux bandes de filtres, à l'échantillonnage... La dynamique des vitesses mesurables ou des "fenêtres de vitesse" est typiquement de l'ordre de 10 à 20. La vitesse absolue des particules peut dépasser la centaine de mètres par seconde ou être de l'ordre du micromètre par seconde.

Le décalage en fréquence permet également de ne pas rejeter les particules qui se déplacent parallèlement aux franges (vitesse suivant ( $OX$ ) nulle). Leur fréquence Doppler se trouve dans ce cas décalée de 0 vers  $\nu_0$ , figure 1.6). Nous verrons que ceci est particulièrement intéressant pour la deuxième géométrie phase Doppler libre d'effets de trajectoire introduite dans le chapitre 4.

### Autres quantités mesurées

L'ADL restitue, outre la vitesse des particules détectées, leur flux en nombre par unité de temps et de section (de par la connaissance de la taille du volume optique), leur temps d'arrivée, leur temps de transit dans la sonde [40, 49].

### Résumé des propriétés de l'ADL

En guise de conclusion sur ce bref panorama des principes de l'anémométrie laser Doppler nous dirons qu'elle permet:

- Des mesures optiques non-intrusives de milieux difficiles. La sonde optique ne perturbe pas le milieu. Les seules conditions strictes sur le milieu sont sa transparence pour la longueur d'onde laser utilisée, la présence en nombre suffisant de particules servant de traceurs de vitesse et des accès optiques.

- La mesure de vitesse ne nécessite pas de calibration, la réponse est linéaire. La vitesse mesurée est bien définie: composante de vitesse perpendiculaire aux franges. Le sens de celle-ci peut être obtenu. Plusieurs composantes de la vitesse peuvent être déterminées simultanément.

- La résolution spatiale est ajustable avec les dimensions du volume de mesure. La réduction du volume de mesure et un traitement du signal rapide permettent une bonne résolution temporelle ainsi qu'une dynamique de vitesse importante.

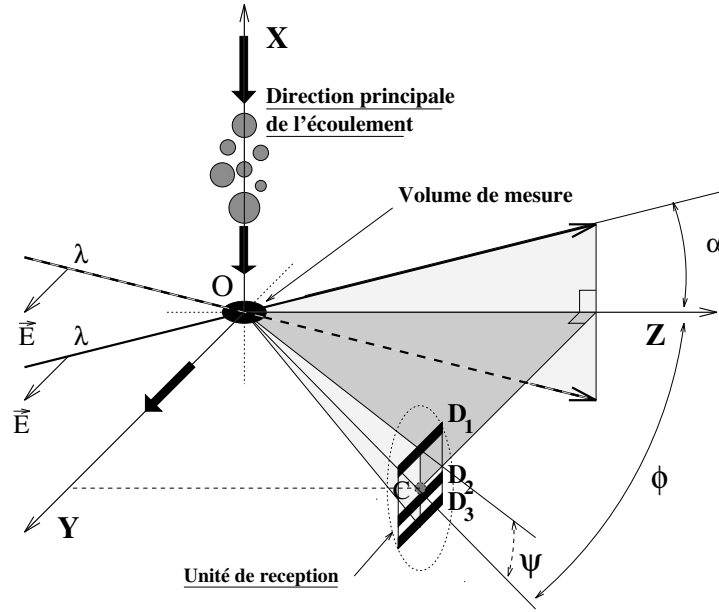


FIG. 1.7 - Schématisation d'une géométrie phase Doppler classique à une composante de vitesse et 2 mesures de différence de phase.

### 1.1.2 Anémométrie Phase Doppler (APD)

L'ADL s'intéresse à des données qui ne sont pas intrinsèques aux particules: leur vitesse, leur temps de transit dans la sonde. Or, pour de nombreuses applications, la mesure de caractéristiques propres aux particules est intéressante, telles que leur forme ou leur taille dans le cas de particules de forme unique et connue, leur indice (qui est fonction de la nature et de la température des particules).

Un signal ADL "académique" créé par une particule sphérique est essentiellement fonction de quatre paramètres dont trois, le pedestal, la visibilité et la phase, sont reliés à des caractéristiques de la particule autres que sa vitesse (dimension, forme, indice). De nombreux travaux ont été effectués pour étendre l'ADL à la mesure du diamètre des particules sphériques, qui ont le mérite de représenter la forme la plus simple et la plus courante rencontrée dans les milieux diphasiques (bulles, gouttes,...).

La méthode la plus performante dans cette extension de l'ADL est basée sur la mesure du terme de phase ( $\phi$ ) (voir la relation 1.9). Elle a été intitulée "*Anémométrie Phase Doppler (APD) ou Phase Doppler Anemometry (PDA)*" [50, 51, 52, 53]. Dans sa configuration usuelle, celle-ci permet la mesure simultanée de la taille et de la vitesse de particules sphériques, homogènes, isotropes, dont les tailles sont comprises entre quelques dixièmes de micromètres et quelques millimètres.

#### Géométrie et principe

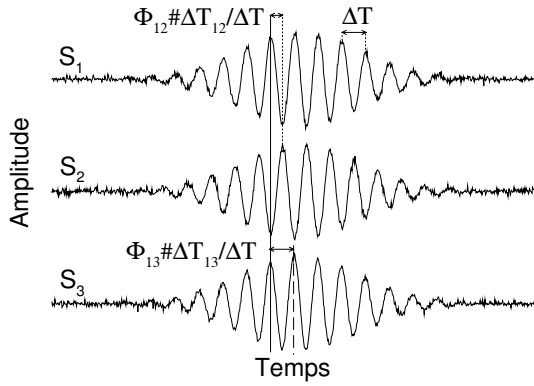
L'Anémométrie par Phase Doppler, technique interférométrique de granulo-vélocimétrie, exploite le fait que, sous certaines conditions, la différence de phase  $\phi_1 - \phi_2$  entre deux signaux ADL, est reliée linéairement à la taille de la particule sphérique qui est à leur origine. La mesure de cette différence de phase donne ainsi la taille de la particule détectée. La mesure de la



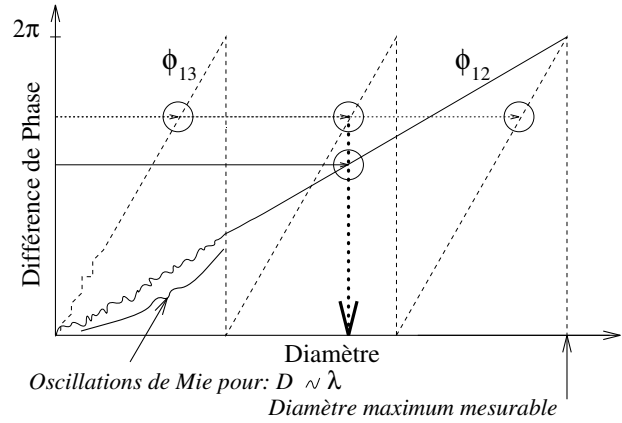
fréquence des signaux recueillis donne une des composantes de vitesse de la particule.

La figure 1.7 présente une géométrie Phase Doppler classique à 3 détecteurs (bien que son principe n'en nécessite que deux) pour mesurer la taille et la composante de vitesse  $V_{OX}$  (les franges d'interférence sont parallèles au plan  $(YOZ)$ ). Le centre,  $C$ , de l'optique de réception composée des détecteurs élémentaires  $D_1, D_2, D_3$ , est localisé dans le plan de polarisation électrique  $(YOZ)$ . L'angle moyen  $\phi$  que forme  $(OC)$  avec l'axe  $(OZ)$  est appelé "angle hors axe". Le centre de chaque détecteur est positionné sur la droite perpendiculaire à la droite  $(OC)$  et parallèle à  $(OX)$ . Il est défini par un angle "d'élévation"  $\psi_i$ , écart angulaire à  $(OC)$ . Chaque détecteur élémentaire est lui même caractérisé par une ouverture propre (qu'il est nécessaire de définir précisément), le plus souvent rectangulaire, mais aussi circulaire ou héli-circulaire.

Lorsqu'une particule traverse le volume de mesure, trois signaux électriques  $S_1, S_2$  et  $S_3$ , sont produits par les détecteurs. Après filtrage passe-haut (élimination du piédestal), ils ont typiquement la forme indiquée par la figure 1.8a).



(a) Mesure de deux différences de phase à partir de 3 signaux phase Doppler



(b) Système à 3 détecteurs: extension de la dynamique de taille et amélioration de la résolution.

FIG. 1.8 - a) Forme typique de signaux phase Doppler et b) schéma des relations phase-diamètre typiques utilisées par un tel système.

On observe un décalage temporel entre ces signaux  $\Delta T_{12}$  et  $\Delta T_{13}$ . Ce décalage temporel, traduit en terme de déphasage  $\phi_{12}$  et  $\phi_{13}$ , est mesuré par l'anémométrie phase Doppler. Il est relié au diamètre  $D$  de la particule détectée:

$$\phi_{12} = \frac{\Delta T_{12}}{\Delta T} = f_{12}(D) \quad (1.10)$$

$$\phi_{13} = \frac{\Delta T_{13}}{\Delta T} = f_{13}(D) \quad (1.11)$$

### i) Le modèle heuristique des franges

L'interprétation de ce décalage entre les signaux peut être faite à partir du modèle des franges, dont le principe est schématisé par la figure 1.9.

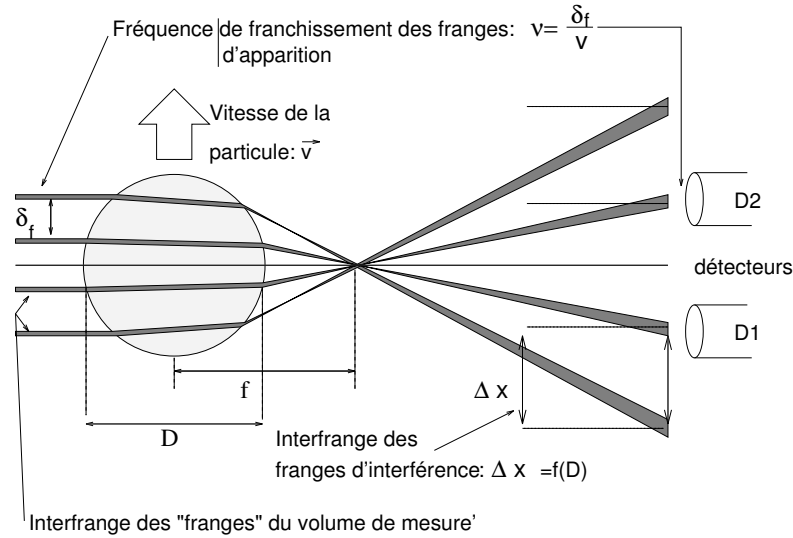


FIG. 1.9 - Schématisation, à partir du modèle des franges, du principe de l'anémométrie phase Doppler.

La particule sphérique détectée est assimilée à une lentille (focale fonction de son diamètre et de son indice) qui disperse dans l'espace le réseau de franges du volume de mesure. La répartition spatiale des franges ainsi "projetées" est alors uniquement fonction de la distance des détecteurs au point de mesure, de l'interfrange des franges du volume de mesure, de la taille et de l'indice de la particule détectée. Le déplacement de la particule dans le volume de mesure fait que les franges "projetées" sont successivement "éclairées". La différence de position des détecteurs conduit alors à la mesure du même phénomène mais décalé dans le temps, ou "déphasé". La mesure de ce déphasage permet de remonter au diamètre de la particule.

Ce modèle permet de comprendre de façon très intuitive le principe de l'Anémométrie Phase Doppler. Cependant, il ne permet pas de prédire quantitativement des paramètres aussi complexes que la visibilité des signaux ou de prédire l'influence de la forme des détecteurs sur les caractéristiques des signaux.

## ii) Modèle d'addition des champs diffusés

Le modèle d'addition des champs diffusés lorsqu'il est basé sur la théorie de Lorenz-Mie généralisée (voir plus loin dans ce chapitre) permet de calculer rigoureusement toutes les caractéristiques des signaux phase Doppler. La relation entre le déphasage des signaux issus de différents détecteurs et la taille des particules est de ce fait parfaitement calculable.

L'optique géométrique, bien que moins rigoureuse dans ses prédictions, peut être utilisée pour le calcul de l'amplitude et de la phase des champs diffusés [43]. Elle permet par ailleurs une interprétation plus intuitive des phénomènes mis en jeu. Son utilisation pour prédire la relation phase-diamètre sera discutée dans les prochaines sections.

## La relation phase-diamètre

La relation qui lie la différence de phase au diamètre des particules est qualifiée de "*relation phase-diamètre*" ou encore de "*courbe de calibration*"<sup>2</sup> et sa pente moyenne de "*facteur de conversion*". La forme typique attendue pour cette relation est donnée par la figure 1.8b), où deux courbes de calibration correspondant à deux couples de détecteurs sont représentées:

- Pour le couple de détecteurs  $D_1, D_2$  (figures 1.7 et 1.8b)), correspond une différence de phase  $\phi_{12}$ , la *relation phase-diamètre est linéaire et biunivoque*. A une différence de phase n'est associée qu'une seule taille de particule. La pente  $C_{12}$  de la relation phase-diamètre implique une certaine dynamique sur les tailles mesurables.

- La relation phase-diamètre pour le couple de détecteurs  $D_1, D_3$  (figures 1.7 et 1.8b)), différence de phase  $\phi_{13}$ , est linéaire par morceaux (de pente  $C_{13}$ )[54]. A une différence de phase est associée trois tailles de particules. Le déphasage entre les signaux issus de ces deux détecteurs est déterminé à  $2\pi$  près. Il est de la forme  $\phi_{13} - 2\pi n$ , où  $n$  est un entier naturel.

L'intérêt d'utiliser un troisième détecteur est ici évident: il permet de réaliser un système de type "*vernier*". En effet, la différence de phase  $\phi_{12}$  permet d'obtenir une première mesure de taille qui permet à son tour de lever l'indétermination sur le diamètre donné par la différence de phase  $\phi_{13}$ . La résolution sur la mesure de taille obtenue est ainsi plus précise d'un facteur trois dans notre exemple (rapport des pentes).

$$D = C_{12} \cdot \phi_{12} \quad (1.12)$$

$$D = (\phi_{13} + 2\pi n)/C_{13} \quad (1.13)$$

En d'autres termes, le premier couple de détecteurs conditionne la dynamique sur la taille des particules mesurables par le système, alors que le second détermine sa résolution.

Le calcul de la pente de la relation phase-diamètre dépend pour un couple de détecteurs de 10 paramètres optiques (voir le tableau 1.1) dont certains dépendent eux-mêmes de plusieurs paramètres.

- L'influence sur la pente de la relation phase-diamètre des paramètres allant de 1 à 6 est bien connue [54, 55, 56, 57]. On notera que l'indice des particules intervient dans le calcul de la relation phase-diamètre, ce qui signifie que la connaissance du matériau des particules est nécessaire aux mesures de tailles, excepté dans le cas de particules observées à partir de la lumière qu'elles réfléchissent (voir les chapitres 7, 8, 9 et la suite de celui-ci).

- L'influence des paramètres 7 à 10 sur la relation phase-diamètre est moins facile à définir. Elle est néanmoins importante. Leur influence est prédictible par des calculs intégraux utilisant dans certains cas: l'optique géométrique [55, 57] ou la théorie de Lorenz-Mie [54] et dans tous les cas: la théorie de Lorenz-Mie généralisée [58, 56] (voir la dernière section de ce chapitre). La forme des détecteurs élémentaires, paramètre 7, détermine en partie l'intensité du signal collecté, mais surtout la visibilité des signaux [45]. Une mauvaise visibilité s'accompagne le plus souvent

---

<sup>2</sup>Ce terme prête à confusion puisqu'il s'agit ici d'une calibration "théorique" calculée à partir des paramètres optiques du système.

1) La polarisation des faisceaux laser,
2) L'indice relatif au milieu extérieur des particules considérées,
3) La longueur d'onde laser,
4) L'angle entre les faisceaux,
5) L'angle hors axe de l'unité de réception,
6) L'angle d'élévation de chaque détecteur,
7) La forme des détecteurs,
8) La dimension des particules par rapport à la longueur d'onde,
9) La dimension des particules par rapport au diamètre du volume de mesure,
10) La position ou trajectoire des particules dans le volume de mesure.

TAB. 1.1 - Paramètres optiques influençant la relation phase-diamètre théorique

d'une perturbation de la linéarité de la relation phase-diamètre (voir les chapitres 2, 6, 8 et 9). Lorsque les particules ont une taille de l'ordre de la longueur d'onde (paramètre 8), apparaissent sur la courbe de calibration les "oscillations de Mie" [59], figure 1.4b) (voir le chapitre 4). Lorsque la taille des particules n'est plus négligeable face aux dimensions latérales du volume de mesure et que leurs trajectoires sont aléatoires, paramètres 9 et 10, apparaît ce que l'on a appelé "*les effets de trajectoire*" [55, 3]. Ceux-ci sont responsables d'une partie très importante des biais sur les mesures de taille et de flux (voir la première partie de ce manuscrit).

### La dynamique et la gamme de tailles

La dynamique sur les tailles mesurables par APD est principalement limitée par la réponse en intensité des détecteurs (photomultiplicateurs,...). Elle est généralement au plus de  $\approx 1600$ . Si l'on pose que les particules diffusent proportionnellement au carré de leur diamètre, cela signifie que la dynamique sur les tailles mesurables est limitée à un facteur de au plus 40. Dans le cas de la mesure d'une polydispersion, si la taille maximale des gouttes est de  $200\mu m$ , les détecteurs ne peuvent pas détecter simultanément les gouttelettes de tailles inférieures à  $5\mu m$ .

La taille minimale mesurable avec une géométrie phase Doppler couvrant une large dynamique de tailles est difficile à estimer. Elle dépend en effet de l'intensité collectée et donc du gain des détecteurs, mais aussi de nombreux paramètres [60, 61] tels que: le bruit de l'électronique, l'occultation des faisceaux, la propreté des accès optiques, etc... De ce fait, l'apparition d'une coupure artificielle vers les petits diamètres dans les distributions de taille mesurées est courante [61]. Par ailleurs, la relation phase-diamètre s'éloigne de la linéarité au fur et à mesure que la taille des particules approche la longueur d'onde laser. Une optimisations des divers paramètres pour la mesure des petites particules ( $D < 10\mu m$ ) semble cependant placer cette taille minimale limite vers  $0.1 - 0.3\mu m$  [62]. La gamme de taille mesurable est aussi limitée vers les grosses particules par des effets liés à la dimension finie des faisceaux d'éclairage (effets de trajectoire), la sphéricité des gouttes (oscillations). La taille maximale rapportée est de l'ordre de quelque millimètres.

## La résolution sur les tailles mesurées

La résolution sur la taille dépend du fait que l'on utilise un système à deux ou trois détecteurs, de la dynamique choisie (plus celle-ci est faible, plus la résolution sur la taille est importante), du choix des paramètres optiques (linéarité de la relation phase-diamètre), du système de traitement du signal et des différents types de bruits. S'il fallait donner un ordre de grandeur nous dirions que pour des conditions "standard" d'utilisation l'APD permet des mesures individuelles de taille à quelques pour cents près (voir le chapitre 4). Les biais tels que les effets de trajectoire contribuent néanmoins sérieusement à limiter la résolution sur les tailles mesurables.

## Le volume de mesure

Le volume de mesure "géométrique" de l'APD ne se distingue pas de celui défini pour l'ADL. Néanmoins, alors que pour l'ADL les particules ont généralement une granulométrie très étroite, l'APD est confrontée à des gammes de tailles beaucoup plus larges. La probabilité de détection des particules augmente avec leurs tailles. Une correction "du volume de mesure" doit donc être apportée aux mesures brutes afin de retrouver les distributions réelles. A titre indicatif, le volume de mesure est typiquement de l'ordre de  $0.01\text{mm}^3$ .

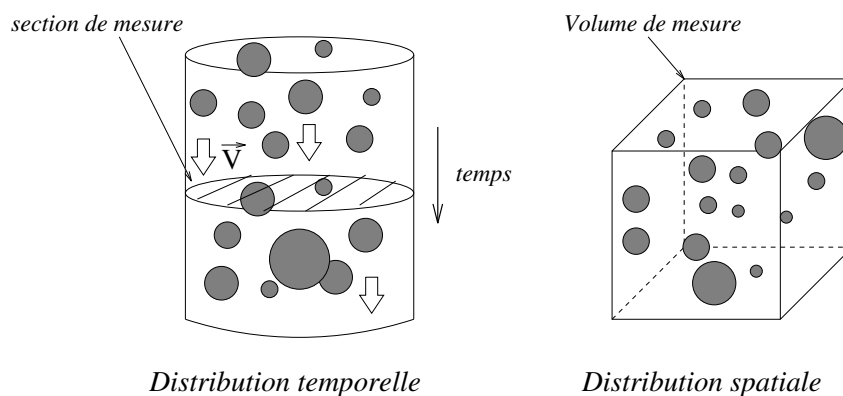


FIG. 1.10 - Différenciation des distributions "spatiales" et "temporelles". Les mesures brutes obtenues par APD sont des mesures temporelles, elles sont obtenues successivement dans le temps, ce type de mesure est donc très sensible aux flux massiques. La mesure simultanée de la vitesse des particules permet de remonter à leur distribution spatiale et donc à la granulométrie réelle de la polydispersion.

## Autres quantités mesurées:

L'APD permet d'obtenir une mesure corrélée taille-vitesse<sup>3</sup> pour chaque particule détectée. Plusieurs types de distributions de tailles sont ainsi obtenus à partir des mesures "brutes". Celles-ci sont illustrées par la figure 1.11 qui présente le résultat de l'analyse que l'auteur a

<sup>3</sup>généralement, une à deux composantes,

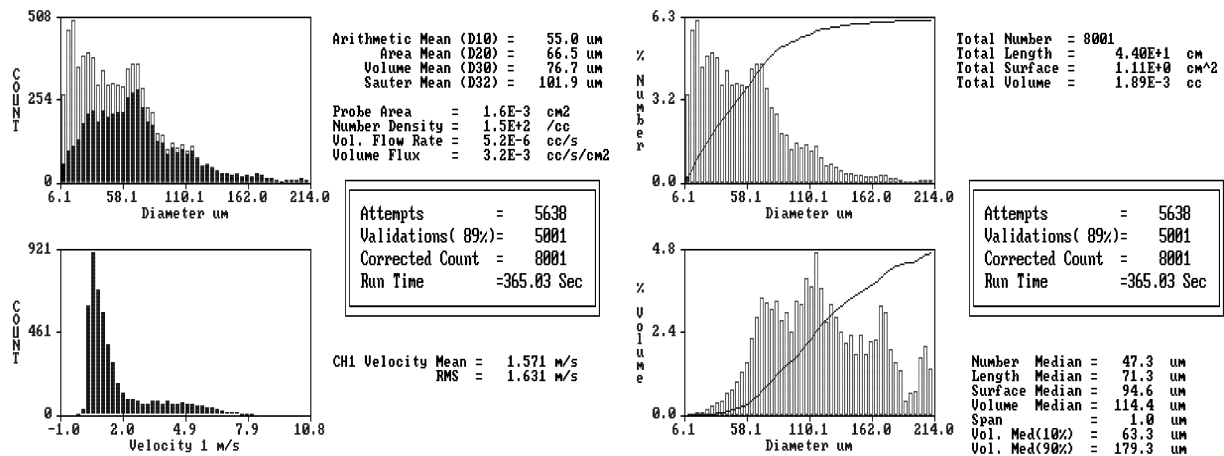
effectuée au laboratoire, de la granulométrie d'un spray d'eau avec un système phase Doppler de la société Aerometrics [63].

- En *a*) les mesures brutes de tailles sont présentées en nombre de particules mesurées par classe de taille et nombre corrigé de particules par classe de taille. La distribution *corrigée en nombre* (en blanc dans la figure) tient compte des gouttes qui ont été détectées au cours de la mesure, mais qui n'ont pas pu être mesurées (en raison du bruit, de la saturation des détecteurs,...). Il s'agit de distributions temporelles.
- En *b*) est montrée la distribution de tailles *corrigée du volume de mesure*: en nombre de gouttes et en répartition volumique (les distributions cumulées sont indiquées en trait), il s'agit ici encore de distributions temporelles.
- En *c*) est montrée la distribution spatiale de taille correspondante (prise en compte de la vitesse de chaque particule, voir la figure 1.10) corrigée du volume de mesure: en nombre de gouttes et en répartition volumique.
- En *d*) est montrée la corrélation taille-vitesse obtenue pour cet échantillon.

On remarquera que la contribution à la fraction volumique des grosses particules est plus importante pour la distribution temporelle 1.11*b*) que spatiale 1.11*c*). Ceci confirme la sensibilité aux flux massiques du premier type de distribution et s'interprète aisément à partir de l'observation de la corrélation taille-vitesse 1.11*d*).

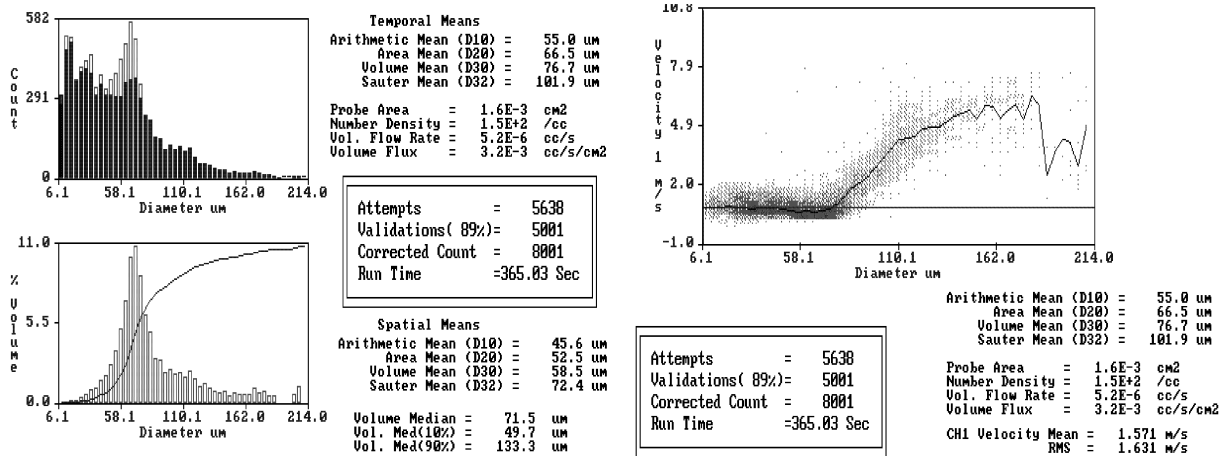
Cette capacité de l'anémométrie phase Doppler à pouvoir donner simultanément des distributions temporelles et spatiales (figure 1.10) est un atout capital face aux autres techniques de granulométrie. En effet les distributions temporelles, particulièrement sensibles aux flux des particules, sont en fait généralement obtenues par des techniques de collection (comme l'APD) et des instruments capables de mesurer des particules individuelles, alors que les distributions spatiales, sensibles au nombre relatif de particules par classe de taille, sont généralement obtenues par des techniques telles que l'imagerie ou l'holographie.

Après ce bref panorama sur les bases de l'anémométrie phase Doppler, les outils théoriques permettant de tester la validité de ses hypothèses et de ses limites seront abordés dans la section suivante, avant que ne soit abordée la partie originale de ce manuscrit sur: la correction des effets de trajectoire, l'extension de cette technique à la mesure de l'indice complexe des particules, ainsi que son extension à d'autres formes de particules.



(a) Distribution brute et corrigée de taille et de vitesse

(b) Distributions temporelles de taille en nombre et volume



(c) Distributions spatiales de taille en nombre et volume

(d) Corrélation taille-vitesse

FIG. 1.11 - Résultat de l'analyse de la granulométrie et de la velocimétrie des gouttes en un point d'un spray d'eau par un système phase Doppler.

## 1.2 Diffusion de la lumière par les particules sphériques homogènes

L'étude de l'Anémométrie Phase Doppler (APD) nécessite de pouvoir caractériser l'interaction particule/faisceaux incidents. Les lois générales de l'électromagnétisme permettent de modéliser les signaux phase Doppler si l'on connaît les fonctions d'amplitudes ( $S$ ) de la particule diffusante, pour un éclairage donné.

Plusieurs théories ont été développées pour le calcul des propriétés de diffusion de la lumière par les particules sphériques, homogènes, isotropes. Un rappel est fait, dans cette section, des trois plus importantes d'entre elles <sup>4</sup>.

### 1.2.1 La Théorie de Lorenz-Mie (TLM)

Le traitement rigoureux du problème de la diffusion d'une onde plane monochromatique par une sphère homogène, isotrope, à matériau local et linéaire (diffuseur de Mie<sup>5</sup> placé dans un milieu non-absorbant), a été effectuée par Lorenz [66], Mie [67] puis par Debye [68].

Ce travail théorique est désormais connu sous le nom de "Théorie de Lorenz-Mie" (TLM). Une présentation concise de cette théorie a été faite, entre autres, par Stratton [69], Van de Hulst [43], Kerker [70], Bohren et Huffman [71].

La TLM permet de décrire les champs diffusés par une particule sphérique ainsi que les quantités telles que les fonctions d'amplitude du champ diffusé (utilisées dans le calcul des signaux ADL, APD), les sections efficaces d'extinction, d'absorption, de diffusion et les sections efficaces de pression de radiation. La base rigoureuse de cette théorie repose sur la résolution des équations de Maxwell en coordonnées sphériques en imposant des conditions limites comme: la continuité des composantes tangentielles des champs à la traversée de la surface de la particule, l'existence d'un champ magnétique et électrique au centre de la sphère et la nature sphérique de l'onde diffusée à l'infini. La particule non magnétique est simplement caractérisée par son indice de réfraction complexe ( $M$ ) et son rayon ( $R$ ), et l'onde plane incidente par sa longueur d'onde (vecteur d'onde:  $k = 2\pi/\lambda$ ), figure 1.12.

En fait, ce modèle mathématique rigoureux est lourd par les expressions mathématiques qu'il engendre pour les champs diffusés. Les deux relations suivantes donnent, à titre d'exemple, les expressions obtenues pour les deux fonctions d'amplitude [43]:

$$\mathcal{S}_1 = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} [A_n \pi_n(\cos \theta) + B_n \tau_n \cos(\theta)] \quad (1.14)$$

$$\mathcal{S}_2 = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} [A_n \tau_n(\cos \theta) + B_n \pi_n(\cos \theta)] \quad (1.15)$$

---

<sup>4</sup>La théorie de Rayleigh peut s'avérer intéressante pour la modélisation de l'ADL. Sa limite aux petites particules vis à vis de la longueur d'onde la rend cependant inutilisable pour l'APD.

<sup>5</sup>Cette dénomination, un peu abusive est contestable [64, 65] mais pratique...



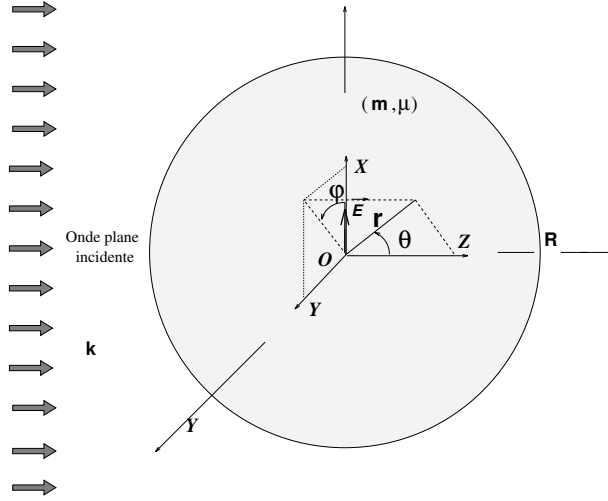


FIG. 1.12 - La Théorie de Lorenz-Mie décrit la diffusion d'une onde plane monochromatique par une particule sphérique, homogène

- La sommation infinie sur  $n$  vient de la description en séries infinies de l'onde plane incidente en coordonnées sphériques <sup>6</sup>.

- Les coefficients  $A_n, B_n$  sont appelés *les coefficients externes de diffusion* de la particule. Ces termes décrivent les propriétés de diffusion de la lumière propres à la particule. Leur calcul fait apparaître des fonctions complexes telles que les fonctions de Ricatti-Bessel, de Hankel.

- Les fonctions  $\pi_n(\cos \theta), \tau_n(\cos \theta)$ , sont les fonctions de Legendre. Elles sont liées à la description angulaire de l'onde incidente et de l'espace.

La difficulté pour calculer de manière intensive les fonctions complexes énoncées plus haut, a fait que la TLM a été jusqu'à dans les années 70 sérieusement limitée dans ses applications à l'étude des petites particules ou à la validation des théories asymptotiques telles que la diffraction de Fraunhofer, l'optique géométrique,...

Le développement des ordinateurs et d'algorithmes de calcul plus efficaces a permis à la TLM d'être utilisée de manière plus intensive pour le développement de certaines techniques optiques de mesure. Nous utiliserons d'ailleurs dans ce manuscrit la TLM pour deux types d'applications:

i) le calcul de diagrammes de diffusion (liés directement au module des fonctions de phase) à partir de codes développés au laboratoire (MIE3).

ii) la simulation de signaux phase Doppler prenant en compte tous les paramètres optiques définissant une géométrie phase Doppler (excepté le profil gaussien d'intensité des faisceaux). Ces calculs correspondent aux résultats du programme "STREU" développé par A. Naqwi [72]. Ce programme prédit pour des paramètres optiques donnés le terme de piédestal, de visibilité et de phase des signaux phase Doppler.

<sup>6</sup>Pratiquement ces séries sont tronquées pour  $n$  supérieur au paramètre de taille ( $= 2\pi R/\lambda$ ) de la particule considérée, voir le chapitre 10.

### 1.2.2 La Théorie de Lorenz-Mie Généralisée (TLMG)

Avec le développement des techniques optiques, la TLM a atteint une de ses limites fondamentales: l'hypothèse d'éclairement uniforme des particules. Ainsi, pour l'anémométrie phase Doppler, la densité en particules des milieux étudiés conduit à réduire les dimensions du volume de mesure, ce qui engendre de forts gradients d'éclairage sur la surface des particules mesurées.

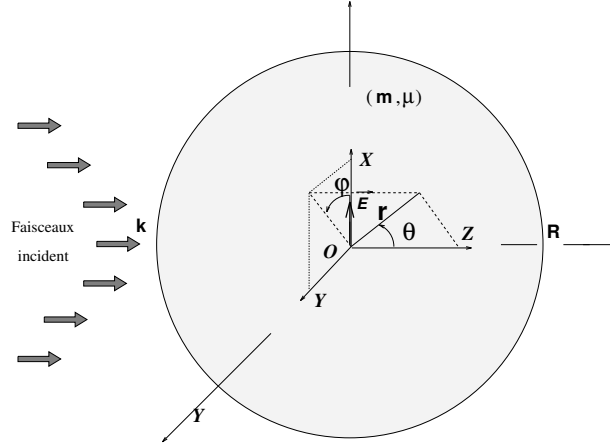


FIG. 1.13 - La Théorie de Lorenz-Mie Généralisée décrit la diffusion d'un faisceau de forme arbitraire par une particule sphérique, homogène.

L'hypothèse d'éclairement uniforme a été éliminée à partir des années 80-90, par le développement de la Théorie de Lorenz-Mie Généralisée (TLMG ou GLMT en anglais). Cette théorie, développée au laboratoire, permet de décrire l'interaction entre un diffuseur de Mie et un faisceau incident arbitraire [73, 58, 74, 75], figure 1.13.

La TLMG introduit, par rapport à la TLM, deux séries de termes supplémentaires: les coefficients de forme du faisceau incident,  $g_{n,TE}^m$  et  $g_{n,TM}^m$ . A titre d'exemple, les fonctions d'amplitudes s'écrivent alors suivant la TLMG:

$$\mathcal{S}_1 = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^{+n} \frac{2n+1}{n(n+1)} \left[ m A_n g_{n,TM}^m \pi_n^{|m|}(\cos\theta) \right. \quad (1.16)$$

$$\left. + i B_n g_{n,TE}^m \tau_n^{|m|}(\cos\theta) \right] \exp(im\varphi) \quad (1.17)$$

$$\mathcal{S}_2 = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^{+n} \frac{2n+1}{n(n+1)} [A_n g_{n,TM}^m \tau_n^{|m|}(\cos\theta) \quad (1.18)$$

$$+ i m B_n g_{n,TE}^m \pi_n^{|m|}(\cos\theta)] \exp(im\varphi) \quad (1.19)$$

Ces fonctions prennent en compte les propriétés de la particule (diamètre, indice) et de la longueur d'onde laser à travers les coefficients  $A_n$ ,  $B_n$  qui restent identiques à ceux obtenus

avec la TLM. Les coefficients  $g_{n,TM}^m$ ,  $g_{n,TE}^m$  prennent en compte l'éclairement non uniforme, non symétrique de la particule. Ils dépendent de la longueur d'onde laser, de la forme et de la taille des faisceaux incidents ainsi que de la position de la particule.

Un effort tout particulier a été effectué pour le calcul des coefficients de forme des faisceaux: laser gaussien (TM00) et feuilles laser [76, 77]. La TLMG a été introduite dans le code "STREU" afin d'étudier *l'effet du profil d'intensité sur les mesures phase Doppler* [3, 4]. Les prédictions de ce programme seront toujours prises dans ce manuscrit comme une référence vis à vis des prédictions de la TLM ou de l'optique géométrique. Les résultats de ce code seront au cours de ce manuscrit de trois types:

- i) Calcul de la relation diamètre/phase-piédestal-visibilité. Il est à noter que nous étudierons fréquemment l'intensité des signaux phase Doppler, définie comme le produit de la visibilité et du piédestal.
- ii) Simulation de la trajectoire d'une particule dans une sonde phase Doppler (en fonction du temps ou en fonction de sa position). Le résultat obtenu est un signal phase Doppler.
- iii) Calcul des caractéristiques du signal diffusé par une particule en fonction de sa position dans une coupe du volume de mesure (le plus souvent  $(XOY)$ ). Ces "cartes TLMG" représentent, le plus souvent, la différence de phase entre deux détecteurs et l'intensité du signal collecté par un détecteur.

Une autre limitation fondamentale de la TLM, mais aussi de la TLMG, est l'hypothèse de l'homogénéité du diffuseur. Une non-homogénéité peut être à symétrie radiale ou non. Dans le cas d'une non-homogénéité ne respectant pas la symétrie de la particule, peu de travaux ont été effectués sur le sujet, ceci en raison de l'accroissement considérable des problèmes mathématiques engendrés par une telle géométrie, mais aussi de la difficulté de pouvoir définir des paramètres permettant de décrire de telles particules en vue d'une application en granulométrie optique.

L'extension de la Théorie de Lorenz-Mie Généralisée au cas des particules sphériques constituées de couches concentriques fait l'objet du chapitre 10 de ce manuscrit.

### 1.2.3 L'Optique Géométrique (OG)

#### Introduction

Dans ce travail, nous utilisons couramment l'Optique Géométrique (O.G) pour les calculs rapides et pour l'approche intuitive des phénomènes qu'elle autorise. Nous l'utilisons sous deux formes:

- i) Une forme que nous qualifions nous-mêmes de "grossière", où les lois de la réfraction, coefficients de Fresnel, etc... seront utilisées de manière à avoir une information qualitative, simple et claire.
- ii) Une optique géométrique, plus rigoureuse, qui prend en compte aussi bien la courbure de la surface des particules, que la forme des détecteurs, etc... Ces calculs seront le fait du programme de diffusion de la lumière par une particule sphérique, STREU.

Le vocabulaire ainsi que les relations utilisées dans ce manuscrit sont maintenant introduites.

### Formulaire simplifié

L'optique géométrique sépare en termes de lumière réfléchie, réfractée et diffractée, la lumière diffusée par une particule. Elle décompose l'onde incidente en rayons lumineux et suit leur interaction avec la particule à partir des lois de Descartes; on parle de "ray tracing".

La figure 1.14 schématise le parcours d'un rayon lumineux interagissant avec une particule réfractante (indice relatif  $m > 1$ ). Ce rayon subit une première réflexion ( $p = 0$ ) sur la surface externe de la particule, conduisant à un angle de diffusion ( $\theta_0$ ), puis une réfraction ( $p = 1$ ) avec émergence à ( $\theta_1$ ), puis une première réflexion interne ( $p = 2$ ) avec émergence à l'angle ( $\theta_2$ ) et ainsi de suite... La diffraction n'est pas représentée dans cette figure.

L'application des lois de Descartes pour la réfraction et la réflexion permet d'obtenir après chaque interface la déviation angulaire subie par les rayons. On trouve que l'angle de diffusion ( $\theta$ ) par rapport à la direction incidente s'écrit [43], en fonction de l'ordre d'émergence des rayons:

$$\theta = 2\tau - 2p\tau', \quad (1.20)$$

où  $\tau$  et  $\tau'$  (figure 1.14) sont reliés par la relation de Descartes:

$$m \cos(\tau') = \cos(\tau) \quad (1.21)$$

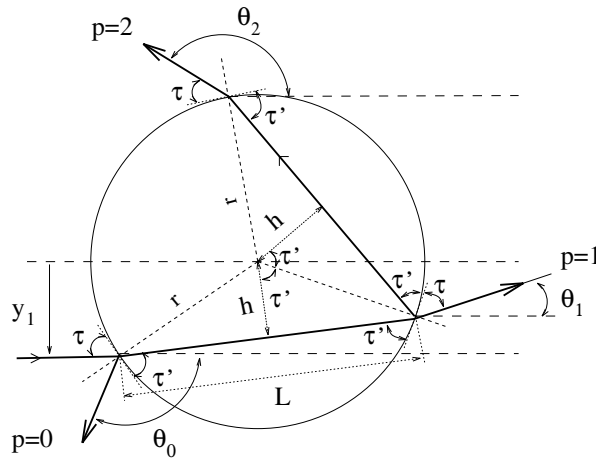


FIG. 1.14 - Parcours des rayons lumineux à travers une particule réfractante ( $m > 1$ ), suivant l'optique géométrique.

Si la particule est très grande face à la longueur d'onde, on peut négliger dans un premier temps l'influence de la courbure de la surface sur la fraction de l'énergie du rayon qu'elle réfléchit ou réfracte. On peut dans ce cas utiliser directement les coefficients de Fresnel afin d'estimer la fraction de l'amplitude du rayon incident prélevée par les différents rayons émergents. Les deux relations suivantes donnent les coefficients de Fresnel pour les deux polarisations (perpendiculaire et parallèle):

$$r_{\parallel} = \frac{\sin(\tau) - m \sin(\tau')}{m \sin(\tau) + m \sin(\tau')} \quad (1.22)$$

$$r_{\perp} = \frac{m \sin(\tau) - \sin(\tau')}{m \sin(\tau) + \sin(\tau')} \quad (1.23)$$

Les coefficients de Fresnel énergétiques se déduisent des précédents et permettent de donner l'intensité correspondant à chaque rayon qui émerge:

$$\begin{aligned} \epsilon_X &= r_X^2 \quad \text{pour } p = 0 \\ \epsilon_X &= (1 - r_X^2)^2 \quad \text{pour } p = 1 \\ \epsilon_X &= r_X^2 (1 - r_X^2)^2 \quad \text{pour } p = 2, \dots \end{aligned} \quad (1.24)$$

où l'indice  $X$  correspond à la polarisation parallèle ou perpendiculaire. Ces coefficients permettent également de trouver l'angle  $\theta_{rmax}$  à partir duquel la réfraction n'est plus observable et l'angle de Brewster  $\theta_B$  pour lequel la réflexion s'annule pour la polarisation parallèle, avec pour  $m > 1$ :

$$\theta_{rmax} = 2 \arccos(1/m) \quad \theta_B = 2 \arctan(1/m) \quad (1.25)$$

Dans la figure 1.14 le paramètre  $h$  correspond à la distance entre le rayon réfracté (quel que soit son ordre) et le centre de la particule (voir le chapitre 11 pour son utilisation):

$$h = r \cos(\tau') \quad (1.26)$$

La distance  $L$ , figure 1.14, correspond à la distance parcourue par le rayon réfracté ( $p = 1$ ) émergeant à l'angle  $\theta_1$  (voir le chapitre 8 pour son utilisation), et s'écrit:

$$L = 2r \sin(\tau') \quad (1.27)$$

La distance  $y_1$  correspond au paramètre d'impact du rayon incident qui émerge à  $\theta_1$  par réfraction. On peut définir  $y_0$  comme le paramètre d'impact du rayon qui serait réfléchi dans la direction  $\theta_1$  (il correspond à un rayon impactant sur la particule du côté opposé à celui de la réfraction):

$$y_0 = r \cos(\theta/2) \quad y_1 = r \sin(\tau) \quad (1.28)$$

### Phase des rayons collectés:

L'OG permet également de remonter aux déphasages des rayons lumineux après leur interaction avec une particule (de diamètre  $D$ ). Naqwi et Durst [57] donnent pour la phase d'un rayon lumineux diffusé, par rapport à celle d'un rayon passant par le centre de la particule:

*Pour la réflexion ( $p = 0$ ):*

$$\Phi_0^i = \frac{2\pi \sin \alpha \sin \psi^i}{\sqrt{2(1 - \cos \alpha \cos \psi^i \cos \phi)}} \frac{D}{\lambda} + \Phi_o \quad (1.29)$$

Le terme constant  $\Phi_o$  est nul pour la réflexion simple. Pour la réflexion totale, sa valeur est différente suivant la polarisation considérée (l'exposant  $i$  correspond au détecteur considéré). Les expressions pour cette constante peuvent être obtenues dans [57].

Pour la réfraction ( $p = 1$ ):

$$\Phi_1^i = - \frac{2\pi m \sin \alpha \sin \psi^i}{\sqrt{2(1 + \cos \alpha \cos \psi^i \cos \phi)[1 + m^2 - m\sqrt{2(1 + \cos \alpha \cos \psi^i \cos \phi)}]} \frac{D}{\lambda} \quad (1.30)$$

Dans le cas de l'APD, où une différence de phase entre deux rayons est mesurée, la pente de la relation phase-diamètre, pour  $p = 0, 1$ , et un couple de détecteurs (1 et 2) est donc donnée par:

$$C_p^{12} = C_p^1 - C_p^2 \quad (1.31)$$

Le terme  $C_p^{12}$  correspond au facteur de conversion ou pente de la relation phase-diamètre pour le couple de détecteurs (ponctuels) 1 et 2,  $C_p^{12} = (\Phi_p^1 - \Phi_p^2)/D$ , pour la réflexion  $p = 0$  ou la réfraction  $p = 1$ .

*Conventions de signe sur la façon de représenter la phase:*

Des expressions précédentes, il apparaît que la phase de la lumière réfléchie est de signe opposé à celle de la lumière réfractée. Or, la phase est expérimentalement indéterminée à  $2\pi$  près. Une phase négative (valeur absolue  $x$ ) se trouve assimilée à une phase positive de  $360 - x^\circ$ . La seule façon de différencier le signe réel de la phase est donc de limiter les phases positives et négatives à une dynamique de  $0 - 180^\circ$ . Dans ce cas, les phases mesurées entre  $0 - 180^\circ$  correspondent à des phases réellement positives et celles entre  $180 - 360^\circ$  à des phases négatives<sup>7</sup>.

Les mesures phase Doppler sont généralement effectuées à partir d'un seul mode de diffusion, par réflexion ou par réfraction. La gamme de phase  $0 - 360^\circ$  est donc une phase soit positive, soit négative.

Par convention, nous avons choisi de représenter toutes les phases dans la gamme  $0 - 360^\circ$  et donc avec le même signe. Un déphasage évolue donc en valeur absolue de  $0$  à  $360^\circ$  pour la réfraction et de  $360^\circ$  à  $0$  pour la réflexion.

Cependant, afin de conserver les conventions employées dans des articles publiés antérieurement par le laboratoire, cette convention n'est pas systématiquement observée. Les résultats seront cependant toujours donnés à  $2\pi$  près.

---

<sup>7</sup>Nous verrons que cette "propriété" est particulièrement intéressante pour la reconnaissance des particules mesurées.



## Première partie

# Les effets de trajectoire et leur élimination





## Chapitre 2

# Les Effets de Trajectoire

### 2.1 Effets du profil gaussien d'intensité

#### 2.1.1 Principe

Dans l'introduction du principe de l'Anémométrie Phase Doppler (APD), nous avons implicitement considéré la répartition d'intensité lumineuse sur les particules étudiées comme uniforme. Or, nous avons vu que la répartition de cette intensité est, dans le volume de mesure d'un système phase Doppler, gaussienne.

En 1988, Bachalo et al [78] ont étudié l'effet de la dimension finie du volume de mesure sur la relation phase-diamètre. Ce travail théorique et numérique, basé sur l'optique géométrique, a montré que le profil gaussien d'intensité dans le volume de mesure module les poids respectifs des différents modes de diffusion des particules selon leur trajectoire. La figure 2.1 schématise l'effet mis en évidence, dans le cas d'une particule réfractante ( $m > 1$ ) et d'une collection à  $30^\circ$  vers l'avant (la diffraction n'est pas considérée ici).

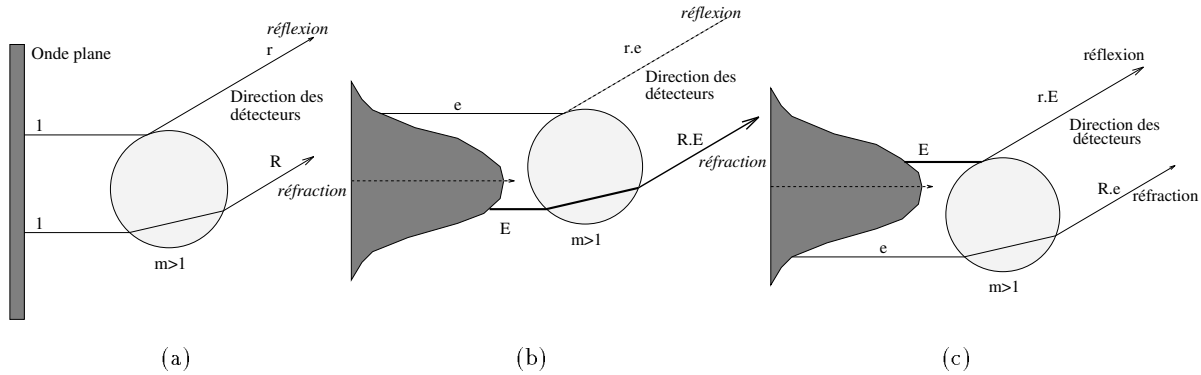


FIG. 2.1 - Effets de trajectoire dus au profil d'intensité dans la sonde: la distribution Gaussienne d'intensité dans la sonde module le poids des processus de diffusion de la particule

Dans le schéma de la figure 2.1(a), la particule diffuse essentiellement, dans la direction des détecteurs et pour un éclairage par une onde plane: par réfraction ( $p = 1$ , intensité:  $R$ ) et par réflexion ( $p = 0$ , intensité:  $r$ ), avec  $R > r$ .

Lorsque la même particule traverse un volume à fort gradient d'éclairage figure 2.1(b), du côté

des détecteurs, le poids de la réfraction et de la réflexion est modulé par des facteurs  $E$  et  $e$ , avec  $E > e$ . Dans ce cas, l'hypothèse de collection par les détecteurs d'une lumière réfractée par la particule se trouve renforcée ( $RE \gg re$ ).

Si la particule traverse la sonde du côté opposé aux détecteurs, figure 2.1(c), l'effet inverse se produit. Le profil gaussien d'intensité dans la sonde modifie l'écart d'intensité entre la réfraction et la réflexion, on a  $Re \approx rE$  (voire  $Re > rE$ ).

Les détecteurs collectent donc, suivant la trajectoire des particules dans la sonde, des modes de diffusion "mixtes" (interférence de  $p = 1$  et  $p = 0$ ) ou différents ( $p = 1$  ou  $p = 0$ ). On parle alors **"d'Effets de Trajectoire (ET)"**.

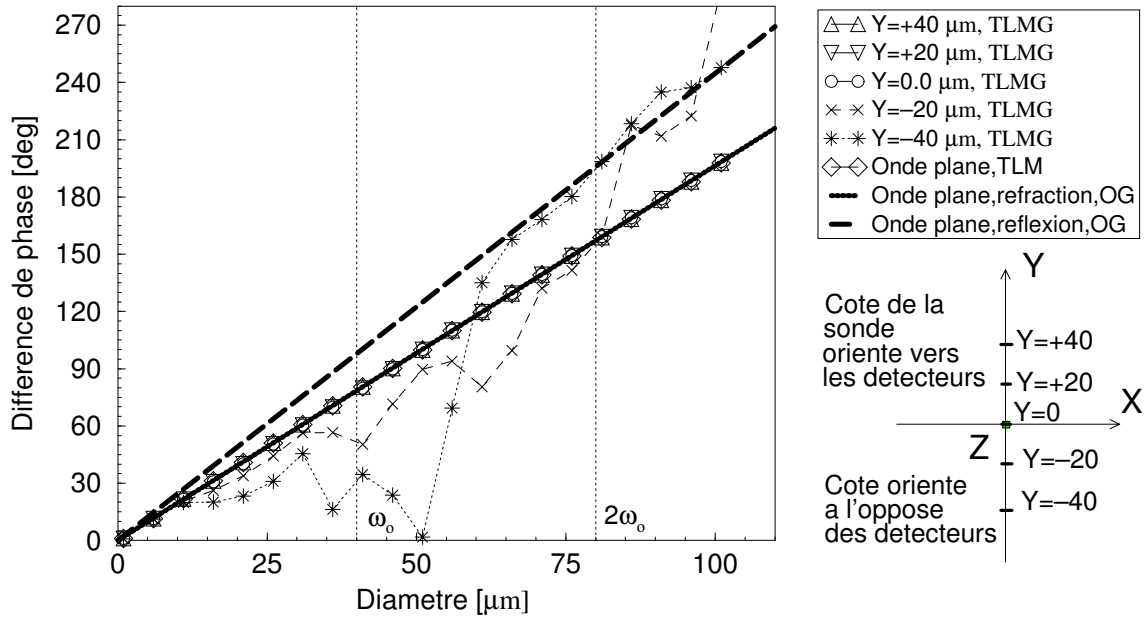


FIG. 2.2 - Evolution de la relation phase-diamètre en fonction de la position des particules dans la sonde. Mise en évidence des effets de trajectoire.

- La figure 2.2 montre l'influence des ET sur la relation phase-diamètre, pour une géométrie phase Doppler classique et différentes positions de gouttes d'eau dans un volume de mesure. Les calculs sont effectués par TLMG. La géométrie simulée est essentiellement caractérisée par un volume de mesure de diamètre  $2\omega_0 = 80\mu m$ , un demi-angle entre les faisceaux de  $0.9^\circ$ , une collection à  $30^\circ$  et un angle d'élévation pour les deux détecteurs considérés de  $\pm 4.1^\circ$  ( $D1$  et  $D3$ , voir l'annexe B). La longueur d'onde laser est de  $0.6328\mu m$ .

Pour chaque taille de goutte, cinq positions dans le volume de mesure sont considérées. Elles sont définies respectivement par  $Y = 40, 20, 0, -20, -40\mu m$ , avec  $X = Z = 0$ . Le cas  $Y = -40\mu m$ , correspond au bord de la sonde à  $1/e^2$  opposé aux détecteurs et le cas  $Y = +40\mu m$  au bord de la sonde à  $1/e^2$  du côté des détecteurs. La TLM (éclairage par une onde plane) prédit, après linéarisation, une pente pour la relation phase-diamètre de  $1.97^\circ/\mu m$ . Les courbes prédites par OG sont également représentées pour la réfraction "pure" et la réflexion "pure". Le facteur de conversion prédit par l'OG pour la réfraction est (au signe près) de  $1.96^\circ/\mu m$  et de  $2.45^\circ/\mu m$  pour la réflexion.

- Lorsque les gouttes sont éclairées avec des faisceaux gaussiens, qu'elles soient localisées au centre du volume "réel" ou du côté des détecteurs (cas où  $Y = +40, +20, 0\mu m$ ), la relation phase-diamètre est linéaire. La pente de celle-ci correspond à celle de la réfraction, telle que la prédit l'optique géométrique. Il y a donc bien, pour ces positions, amplification de la réfraction ou tout du moins conservation de la réfraction comme processus de diffusion dominant. L'accord entre la pente prévue par la TLMG et l'OG signifie que l'hypothèse d'une diffusion dominée par la réfraction est tout à fait valide pour la géométrie considérée.

- Lorsque les particules sont localisées sur le bord de la sonde, du côté opposé aux détecteurs (cas où  $Y = -20, -40\mu m$ ), on observe une perte de la linéarité de la relation phase diamètre. La non-biunivocité apparaît pour les tailles supérieures à  $15\mu m$ , soit  $1/5$  du diamètre du volume de mesure. Ainsi à une phase de  $60^\circ$  est associée, suivant la trajectoire de la particule à son origine, des tailles allant de  $25\mu m$  (cas  $Y > 0$ ) à  $55\mu m$  (cas où  $Y = -40\mu m$ ).

- Pour les grandes tailles  $D > 65\mu m$  et pour  $Y = -40\mu m$ , on constate que la relation taille-diamètre tend vers celle prédite par l'OG pour la réflexion. Ce qui signifie que le mode de diffusion dominant des gouttes d'eau a changé, il est passé de la réfraction à la réflexion.

Le gradient d'éclairage sur les particules est à l'origine des ET. Leur importance est ainsi d'autant plus marquée que le profil d'intensité dans la sonde est prononcé, ou en d'autres termes, que le rapport entre la taille des particules et les dimensions du volume de mesure n'est plus négligeable ( $D/2\omega_o$ ). Des valeurs empiriques ont d'ailleurs été proposées dans la littérature [54, 79, 80, 81] pour ce rapport critique, allant de  $1/3$  à  $1/5$  et à partir duquel les ET deviennent significatifs. La figure 2.2 confirme cette valeur critique, car les relations phase-diamètre dévient de la linéarité à partir de  $D = 15\mu m$ , soit près du cinquième du diamètre de la sonde ( $2\omega_o = 80\mu m$ ).

### 2.1.2 Position d'une particule dans une coupe du volume de mesure

- La figure 2.3 présente en (a) la simulation par TLMG de l'évolution de la différence de phase entre les signaux issus des détecteurs  $D1$  et  $D3$  de la géométrie précédemment définie, pour une goutte d'eau de  $40\mu m$  placée dans la coupe ( $XOY$ ) de la sonde ( $2\omega_o = 80\mu m$ ). La phase prédite par la TLM est, pour cette particule, de  $76.8^\circ$ . En (b) est représentée l'évolution de l'intensité du signal collecté par le détecteur  $D1$ . La direction principale des particules (indiquée par une flèche) est, pour cette géométrie classique, suivant la direction ( $OX$ ), c'est à dire perpendiculaire aux "franges" du volume de mesure. Les détecteurs se trouvent localisés dans le demi-espace défini par ( $Y > 0$ ).

La figure (a) montre que la phase est constante pour ( $Y > 0$ ). Cette phase correspond à celle prédite par la TLM ( $\approx 76^\circ$ ). Quelle que soit la trajectoire de la goutte dans ce demi-espace, la phase du signal associé correspondra à celle attendue; il n'y a donc pas d'ET dans ce demi-espace. Dans l'autre demi-espace ( $Y < 0$ ) de fortes évolutions de phase sont visibles. Quelle que soit la trajectoire de la goutte dans ce demi-espace le signal associé n'aura pas la phase attendue pour cette goutte. Cette dépendance selon la trajectoire caractérise les ET. Ces évolutions sont

cependant pratiquement invariantes suivant la direction  $(OX)^1$ . Nous pourrions donc à l'avenir, pour étudier les ET, ne simuler que les positions des particules suivant l'axe  $(OY)$ . La figure (b) montre que le maximum de l'intensité diffusée par la goutte est localisé en  $X \approx 0$ ,  $Y \approx +20\mu m$ . Cette région est libre d'ET, ce que nous avons déjà observé à partir de la figure 2.2.

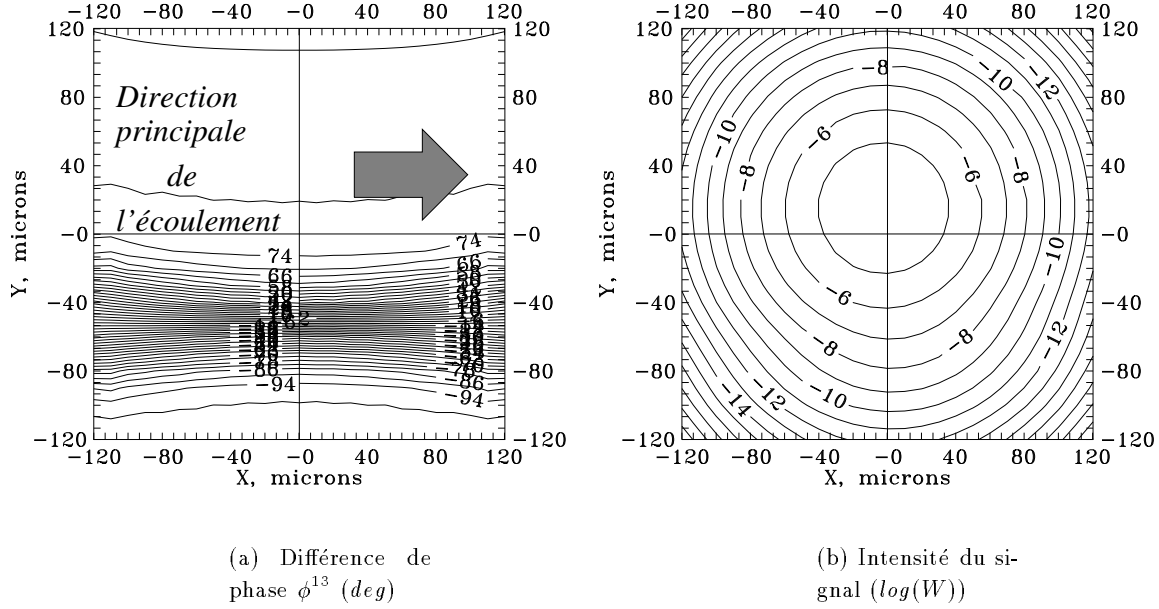


FIG. 2.3- Cartes TLMG correspondant à la phase et à l'intensité du signal produit par une goutte d'eau de  $40\mu m$ , en fonction de sa position dans le plan  $(XOY)$  de la sonde optique (diamètre à  $1/e^2$  de  $80\mu m$ )

Gréhan et al [3] ont montré que les ET suivant la direction  $(OZ)$  sont négligeables. Ceci s'explique aisément par le fait que le gradient d'éclairage "naturel" dans une sonde phase Doppler, suivant cette direction, est beaucoup moins important que suivant les directions transverses. Aussi nous ne donnerons pas d'exemples de cartes TLMG suivant des coupes fonction de  $Z$ . Nous verrons cependant, dans la section suivante, que l'effet du filtrage spatial du volume de mesure, suivant  $Z$ , induit des ET non négligeables.

### 2.1.3 Mise en évidence expérimentale des ET et interprétation de certains biais

#### Cas de gouttes monodispersées

Un test expérimental à l'aide d'un générateur de gouttes monodispersées permet de mettre en évidence l'existence des ET. Pour cela une ligne de gouttes monodispersées d'alcool, produites par un générateur TSI 3050 [82] a été déplacée dans le plan  $(XOY)$  d'un volume de mesure phase Doppler, suivant la direction  $(OY)$ , figure 2.4. La taille nominale des gouttes est de  $120\mu m$ . Le volume de mesure a un diamètre de  $2\omega = 140\mu m$  à  $1/e^2$ . Le rapport entre la taille des gouttes

<sup>1</sup>On peut montrer que cela ne vient pas d'un choix particulier des paramètres optiques de la géométrie.

et les dimensions latérales du volume de mesure est donc de 0.86.

Le déplacement du jet depuis le bord de la sonde orienté vers les détecteurs ( $Y > 0$ ) jusqu'au bord opposé ( $Y < 0$ ) était effectué par pas de 10 microns, au moyen de micro-déplacements solidaires de la buse du générateur de gouttes. Les mesures ont été effectuées avec un phase Doppler à trois détecteurs pour la mesure de taille <sup>2</sup>. Le critère de coïncidence entre les deux couples de détecteurs ( $D1 - D2$ ,  $D1 - D3$ ) sur les tailles mesurées était fixé à 10% (valeur classique acceptée pour les deux diamètres mesurés). La haute tension des photo-multiplieurs, qui détermine l'amplification électronique des signaux phase Doppler, était fixée à 450 V, soit une valeur modérée à forte, pour cette gamme de tailles de particules.

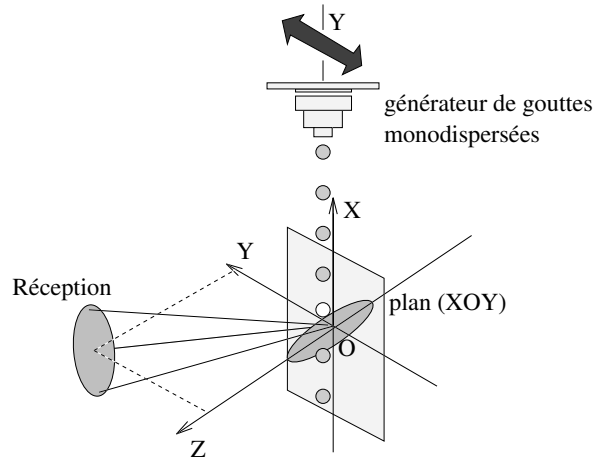


FIG. 2.4 - Expérience réalisée à l'aide d'un générateur de gouttes monodispersées pour la mise en évidence des effets de trajectoire.

- La figure 2.5 présente quelques uns des histogrammes de taille obtenus en fonction de la position du point de passage des gouttes sur l'axe ( $OY$ ). Les valeurs indiquées pour  $Y$  sont des valeurs *relatives* à la position estimée du centre de la sonde, le centre géométrique étant particulièrement difficile à déterminer à partir du signal diffusé par les gouttes. Les cas extrêmes ( $a$ ) et ( $f$ ) de la figure 2.5, correspondent aux points à partir desquels l'acquisition n'était plus possible en raison de la faiblesse du signal.

Dans les cas ( $a$ ), ( $b$ ), ( $c$ ) de la figure 2.5, pour lesquels les gouttes franchissent le volume de mesure du côté des détecteurs ou autour de son centre ( $Y > -10\mu m$ ), les distributions de taille obtenues sont étroites et centrées autour de la valeur attendue. Pour un franchissement de la sonde du côté opposé aux détecteurs ( $Y < -30\mu m$ ), les distributions de tailles s'évalent, cas ( $e$ ) et ( $f$ ). La distribution en taille devient même bimodale, avec l'apparition d'une deuxième distribution centrée autour de  $174\mu m$ , dans le dernier cas ( $f$ ). Le taux de validation des mesures affiché par l'appareil, pour les 6 cas considérés, était respectivement de 6, 19, 99, 100, 97, 81%. Le taux de validation important du dernier cas ( $f$ ) montre que l'appareil ne rejette pas les effets de trajectoire (voir plus loin).

- La figure 2.6 correspond à une acquisition faite pour  $Y = -50\mu m$  et pour une haute tension des photo-multiplieurs de 500V (celle-ci a été augmentée afin de rendre l'acquisition possible

<sup>2</sup>système (I), voir l'Annexe A pour les détails du système utilisé

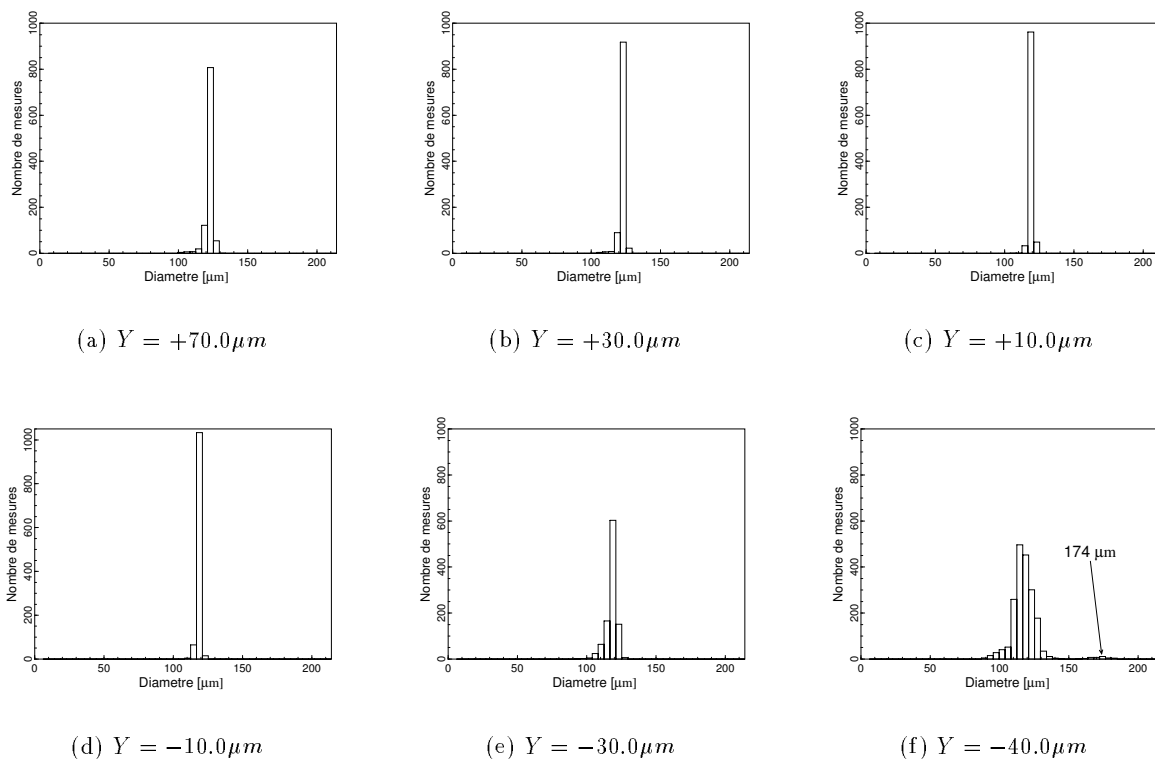


FIG. 2.5 - *Effets de trajectoire: évolution de l'histogramme de taille mesuré en fonction de la distance suivant (OY) à laquelle les gouttes traversent la sonde. La taille nominale des gouttes monodispersées était de  $120\mu m$ .*

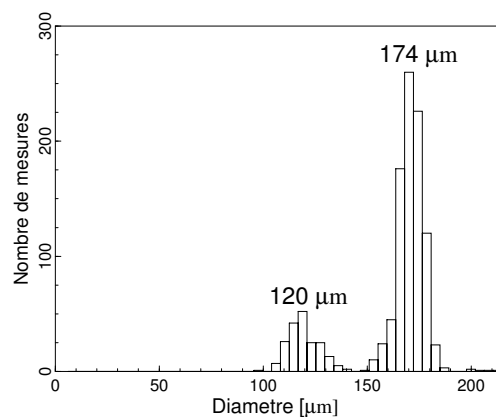


FIG. 2.6 - *L'augmentation du taux d'amplification de l'électronique accentue les effets de trajectoire*

par rapport aux conditions extrêmes précédentes). La distribution obtenue est bi-modale, comme dans le cas (f) de la figure 2.5. Les mesures de particules de  $174\mu m$  sont les plus nombreuses, signe "d'un ET plus important". Le taux de validation était pour ce cas de 70%.

A partir des paramètres optiques de l'appareil, on peut calculer la pente de la relation phase diamètre pour le mode de réfraction et le mode de réflexion. Pour le couple de détecteurs  $D1-D2$  et notre convention de signe, on trouve respectivement  $C_1^{12} = 1.10^\circ/\mu m$  et  $C_0^{12} = -1.42^\circ/\mu m$ . La distribution attendue est celle qui est centrée sur  $120\mu m$ , soit une phase, en cas de mesure sur la réflexion, de  $360 - 120 * 1.42 = 189.6^\circ$ . Cette phase est interprétée par l'appareil comme provenant d'une particule réfractante (diffusion sur le mode de la réfraction) et donc comme une particule de taille:  $189.6/1.10 = 172.4\mu m$ . C'est bien ce que l'on observe expérimentalement, puisque la distribution erronée apparaît centrée autour de  $174\mu m$ .<sup>3</sup>

De cette dernière figure et de la figure 2.5(f), on conclura que l'importance des ET est fortement fonction de l'amplification électronique et donc de la dynamique en intensité/taille choisie.

### Cas d'une polydispersion

Afin de mettre en évidence les biais engendrés par les effets de trajectoire lors de la mesure de la granulométrie d'une polydispersion, une mesure de la granulométrie du spray formé à  $7\text{ cm}$  de la sortie d'un injecteur médical à swirl, alimenté en eau sous une pression différentielle de  $1.5\text{ bars}$ , pour un débit de  $1.5\text{ l/h}$  et un angle de cône de  $20^\circ$ , a été effectuée. Le nombre d'échantillons acquis est de 5000. Le système phase Doppler utilisé était le système (III)<sup>4</sup> pour une détection à  $30^\circ$  vers l'avant. Le filtrage spatial sur ( $OZ$ ) était choisi pour assurer une longueur du volume optique de près de  $800\mu m$  pour une sonde de  $140\mu m$  de diamètre. La pente de la relation phase diamètre était pour les paramètres optiques du montage réalisé, de  $1.22^\circ/\mu m$  pour la réfraction et de  $-1.53^\circ/\mu m$  pour la réflexion. Le mode de diffusion attendu par l'appareil était la réfraction.

- Les distributions corrélées taille-vitesse obtenues (ainsi que celle de l'écart type sur la vitesse) sont présentées sur la figure 2.7a). La distribution en taille est exprimée en pourcentage du nombre total de particules détectées. La vitesse des particules suivant l'axe du spray est représentée, corrélée aux classes de tailles, avec son écart-type. Dans cette figure, trois faits peuvent paraître singuliers:

- i)* L'histogramme de taille s'étire vers les grands diamètres: la distribution possède une "queue" qui semble peu réaliste compte tenu de la physique du spray étudié.

- ii)* Il existe une taille ( $D \approx 165\mu m$ ) à partir de laquelle le sens de la corrélation taille-vitesse s'inverse. Ce phénomène semble aussi de nature physique douteuse.

- iii)* L'écart-type sur la vitesse augmente brusquement à partir de ( $D \approx 150\mu m$ ) sans que cela soit attribuable à un problème de statistique (excepté dans la région correspondant au point  $C$  de la figure).

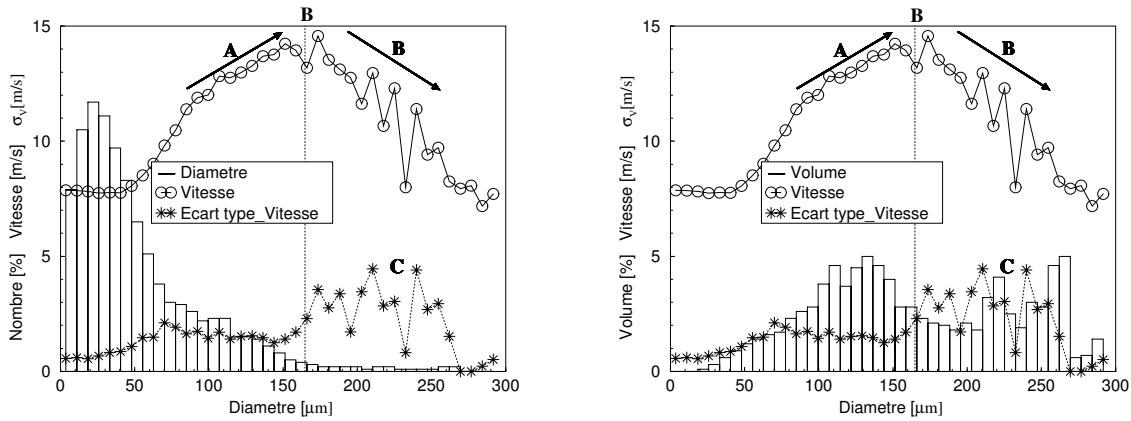
---

<sup>3</sup>La détection alternative de la lumière réfléchié ou réfractée par les gouttes suggère que la trajectoire de celles-ci, dans la sonde, n'était pas parfaitement stable durant les acquisitions.

<sup>4</sup>voir l'Annexe A pour les détails du système utilisé.



• La figure 2.7b) présente la corrélation de la fraction volumique avec la vitesse des gouttes et son écart-type. La fraction volumique correspond au volume occupé par chaque classe de tailles normé par le volume total de liquide détecté, en pourcentage. Cet histogramme nous renseigne sur la répartition des flux en masse du spray au point mesuré. Remarquons que les variables volumiques étant en puissance 3 des variables métriques, le maximum de la distribution volumique se trouve déplacé vers les grandes tailles (autour de  $120\mu m$ ), par rapport à celui de la distribution en nombre (autour de  $25\mu m$ ). Cependant, la "queue" observée sur la distribution en nombre de la figure 2.7a) se retrouve dans la distribution en volume sous la forme de plusieurs pics vers les grandes tailles ( $210 - 270\mu m$ ). Ceux-ci sont de hauteurs comparables à celui qui est centré sur les plus "petites tailles" ( $120\mu m$ ), alors que le nombre de particules correspondant est très faible (95% des particules sont d'après la distribution en nombre, de taille inférieure à  $150\mu m$ ). On comprend ici que toute erreur sur les plus grosses tailles fausse complètement la distribution volumique et donc l'estimation des flux en masse.



(a) Distributions corrélées taille-vitesse avec l'écart-type sur la vitesse pour chaque classe de taille.

(b) Distributions corrélées de la fraction volumique, de la vitesse et de son écart-type.

FIG. 2.7 - Mise en évidence des ET. Résultats d'une mesure par un système phase Doppler de la granulométrie et de la vitesse des gouttes d'un spray formé par injecteur médical à swirl.

#### Interprétation des histogrammes et corrélations:

Les ET se produisent quand les particules sont de taille suffisante pour qu'il existe un gradient d'éclairage non négligeable sur leur surface et lorsqu'elles traversent la sonde optique du côté opposé aux détecteurs. Compte tenu des dimensions de la sonde ( $140\mu m$ ) on peut estimer que les ET peuvent apparaître pour les gouttes de tailles supérieures à  $1/5$  du diamètre de la sonde, soit  $28\mu m$ . Cette taille correspond aux classes de tailles les plus nombreuses.

Si une particule traverse la sonde sur son bord opposé, la phase mesurée peut correspondre à de la réflexion "pure". Dans ce cas les gouttes de plus de  $28\mu m$  peuvent être interprétées comme des gouttes de moins de  $(360 - 28 * 1.53)/1.22 = 260\mu m$ . On constate qu'il y a bien autour de cette valeur, figure 2.7, un maximum local de la distribution volumique. De même, la distribution en nombre marque une chute importante après  $D \approx 70\mu m$ . Cette valeur conduit à des tailles

de  $(360 - 70 * 1.53)/1.22 = 207\mu m$ . Cette dernière taille correspond bien dans la distribution volumique à une zone de maxima "suspects". Si la trajectoire des particules est intermédiaire (exemple: cas ( $\epsilon$ ) de la figure 2.5), l'ET n'entraîne qu'une dispersion des tailles mesurées autour de leur véritable valeur (étalement de l'histogramme), ce qui peut expliquer l'étalement de la distribution en nombre vers les grandes tailles.

Les deux remarques précédentes sont à compléter avec l'observation de la corrélation taille-vitesse. On remarque que la vitesse moyenne augmente avec la taille des particules jusqu'aux tailles de l'ordre de  $165\mu m$ , pour ensuite s'inverser (point  $B$ ). L'inversion du sens de la corrélation taille-vitesse est physiquement peu vraisemblable [83, 84].

L'origine de cette évolution aberrante peut aisément s'expliquer si on l'attribue à une erreur sur les tailles mesurées, du fait des ET. La vitesse associée à la classe de taille de  $207\mu m$  est en effet identique à celle de la classe de taille autour de  $\approx 90\mu m$ , ce qui suggère qu'il s'agit des mêmes gouttes interprétées différemment. Notons que le repliement de la courbe de vitesse sur elle-même, par rapport à la droite  $D = 165\mu m$ , semble confirmer cette remarque. A l'aide de la même correspondance sur les vitesses, on trouve qu'à la classe de taille autour de  $260\mu m$  est associée la classe de taille autour de  $40\mu m$ . On remarquera que ces valeurs correspondent à celles que nous avons trouvées en raisonnant uniquement sur les diamètres.

## 2.2 Effet du filtrage spatial

### 2.2.1 Principe

Le rôle du filtrage spatial est de limiter la partie de la sonde observée par les détecteurs, dans la direction ( $OZ$ ), ceci afin de limiter le volume de mesure effectif et donc la probabilité de présence de plus d'une particule à la fois dans celui-ci.

L'optique de collection projette l'image du système de filtrage (trou ou fente optique), dans le volume de mesure. Le volume effectif correspond alors à la convolution de la forme initiale de la sonde et de la fonction de transfert associée au filtrage (grossièrement une fonction "porte" si l'on néglige la diffraction). La figure 2.8, qui illustre le rôle du filtrage, montre que celui-ci va être également à l'origine d'effets de trajectoire. Les bords de la fente (ou du trou) vont en effet sélectionner un mode de diffusion particulier. Dans cette figure, la particule de gauche sera détectée à partir de la lumière qu'elle réfracte; alors que la même particule, sur le bord droit du volume de mesure, sera détectée sur son mode de réflexion. Le phénomène est identique à celui décrit par la figure 2.1, excepté que le "gradient d'éclairage" semble, dans le cas du filtrage spatial, plus important.

Ce rôle du filtrage spatial dans les ET a été mis en évidence pour la première fois dans [16] sur une idée de T.H Xu [85]. Nous ne disposons pas à l'heure actuelle d'outils numériques permettant de simuler ces effets. Néanmoins, leur développement fera l'objet d'un futur travail sur la base des travaux publiés dans [86].

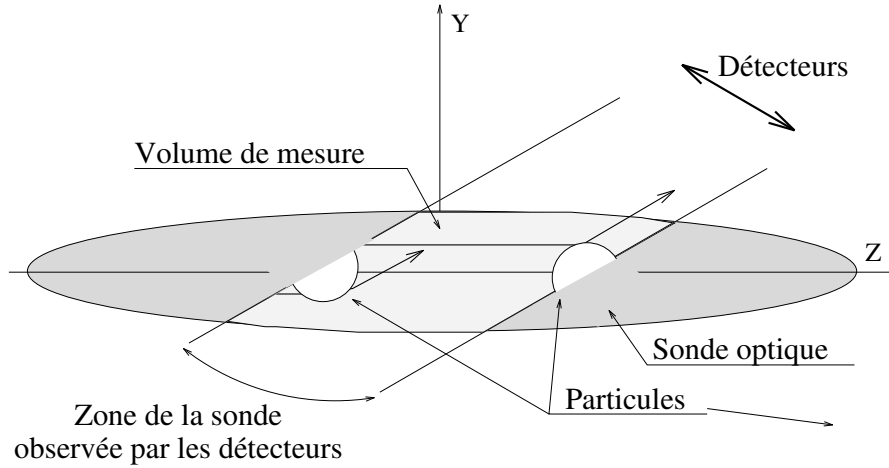


FIG. 2.8 - Effets du filtrage spatial sur le mode de détection d'une même particule.

### 2.2.2 Mise en évidence expérimentale

Afin de tester expérimentalement le rôle du filtrage spatial dans la création d'ET, une expérience a été réalisée à partir de l'injecteur précédent, pour une pression d'alimentation de 4.5 bars assurant un débit de 2 l/h. Une acquisition de 5000 échantillons a été effectuée sur l'axe de l'injecteur à 40mm de son orifice de sortie. Les paramètres optiques du système optique assuraient un facteur de conversion de  $3.22^\circ/\mu m$  pour la réfraction et de  $-4.01^\circ/\mu m$  pour la réflexion. La géométrie était classique <sup>5</sup> avec un diamètre de la sonde optique  $2\omega_0 = 140\mu m$ . Le filtrage spatial utilisé était constitué d'une fente de  $100\mu m$  de large dont la projection dans le volume de mesure donnait une fenêtre de filtrage de  $200\mu m$  de large, soit, compte tenu de l'angle de diffusion ( $30^\circ$  vers l'avant), une largeur suivant ( $OZ$ ) de  $174\mu m$ .

La figure 2.9 présente en (a) la distribution corrélée taille-vitesse (ainsi que celle de l'écart type sur la vitesse) et en (b) la distribution de la fraction volumique (ainsi que la vitesse et son écart type) obtenues. Les distributions de taille et de fraction volumique sont exprimées en pourcentage, respectivement, du nombre total de particules détectées par classe de taille et du volume correspondant à chaque classe de taille.

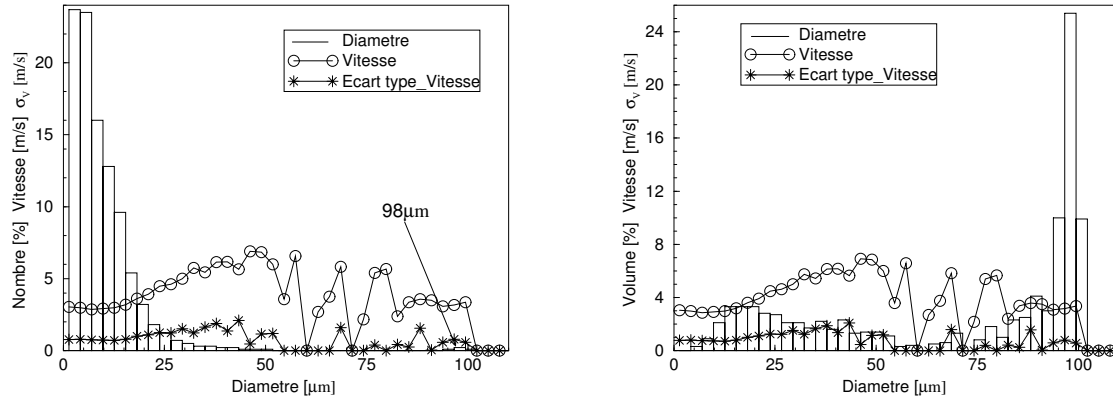
On constate à partir de la distribution en nombre, 2.9 a), que la polydispersion est très fine (diamètre arithmétique moyen  $D_{10} = 8 \mu m$ ). En revanche le diamètre moyen de Sauter <sup>6</sup>,  $D_{32} = 36 \mu m$ , est beaucoup plus important. Ceci s'explique par l'existence de grosses particules autour de  $100 \mu m$ , ce qui est amplement confirmé par l'allure de l'histogramme de la fraction volumique, 2.9 b), pour lequel plus de la moitié du volume total semble être attribuable à des grosses particules, bien que celles-ci représentent des quantités négligeables en nombre.

On peut interpréter ces histogrammes à partir des effets de trajectoire, non plus dus aux gradients d'éclairage propre à la sonde <sup>7</sup> mais au filtrage spatial. Les grosses particules ont une taille de l'ordre de  $98\mu m$ . Si on les interprète comme le résultat d'ET on retrouve pour leur taille initiale:  $D = (360 - 98 * 3.22)/4.01 = 11\mu m$ . Cette taille correspond à peu près aux classes de

<sup>5</sup>système III, voir l'Annexe A.

<sup>6</sup>voir le chapitre 6 pour sa définition

<sup>7</sup>Les particules sont en effet très petites face aux dimensions du volume de mesure  $D_{10}/2\omega_0 = 0.06$



(a) Distributions corrélées taille-vitesse avec l'écart-type sur la vitesse pour chaque classe de taille.

(b) Distributions corrélées de la fraction volumique, la vitesse et son écart-type.

FIG. 2.9 - Mise en évidence des ET. Résultats de mesure d'un système phase Doppler sur l'axe d'un spray, créé par un injecteur à swirl.

tailles les plus nombreuses de la distribution en nombre. La corrélation taille-vitesse confirme la présence d'un ET car la vitesse des grosses particules correspond à celle des plus petites. Les ET contribuent ici à une sur-estimation des diamètres volumiques et de Sauter.

## 2.3 Travaux sur l'élimination des ET antérieurs à ce travail

### 2.3.1 Méthode triviale

Nous avons vu à la fin du chapitre précédent que les effets de trajectoire, sources d'erreurs de mesure, sont dus aux dimensions finies des faisceaux d'éclairage, ou plus exactement, à l'éclairement non-uniforme des particules dont on veut mesurer le diamètre et la vitesse. La première solution qui s'impose pour l'élimination des ET, est donc triviale: réduire le gradient d'éclairage sur les particules, c'est à dire augmenter le diamètre du volume optique de mesure, utiliser au niveau des détecteurs un filtrage spatial plus modéré et réduire la dynamique sur les tailles à mesurer.

### 2.3.2 Méthode des polariseurs

Il est connu qu'un phénomène de réflexion sur un milieu peut polariser la lumière réfléchi. Ainsi pour un milieu diélectrique, à l'angle d'incidence de Brewster<sup>8</sup>[43], seule la composante de la lumière polarisée perpendiculairement à la surface d'incidence est réfléchi. Une solution envisagée pour éliminer les ET consiste donc, suivant ce principe, à ne collecter qu'un seul type de polarisation, afin d'éliminer la réflexion par exemple.

L'utilisation de ce principe, pour éliminer les ET, a été proposée par Saffman [87] à partir de résultats de simulations obtenus pour un éclairage uniforme des particules (amélioration de

<sup>8</sup>Voir le chapitre I

la linéarité de la relation phase-diamètre). L'influence de l'aspect gaussien du volume de mesure a ensuite été testée par Gréhan et al [88, 89]. Ces derniers travaux ont en fait montré que cette solution ne conduit qu'à une élimination partielle des ET.

### 2.3.3 La géométrie étendue

Cette géométrie phase Doppler proposée par Gréhan et al. [3, 88] est constituée de deux unités de réception séparées et placées de façon symétrique par rapport au plan des deux faisceaux. Elles sont composées chacune, suivant la dynamique de taille voulue, de 2 à 3 détecteurs.

Connaissant le mode de diffusion principale des particules étudiées pour l'angle de détection choisi (à prédominance réfractante ou réfléchive), le signal maximum entre les deux unités est utilisé pour la mesure de taille. Un point intéressant de cette méthode est qu'en utilisant simultanément la phase des deux signaux collectés par les deux unités, on peut en principe, moyennant l'établissement de tableaux de données numériques (calculées par TLMG), retrouver la position transversale (perpendiculairement au plan des faisceaux) des particules.

Cette méthode, en dépit de particularités intéressantes, accroît néanmoins considérablement la complexité du système phase Doppler (en doublant l'unité de réception, les voies de traitement), et rend les problèmes d'alignement très critiques. De plus, les intensités collectées par les deux unités sont le plus souvent très différentes, ce qui rend parfois impossible l'obtention simultanée des mesures de différences de phase [90].

### 2.3.4 Méthode des points "nodaux"

Cette méthode correspond en fait à deux techniques proposées par des équipes différentes mais qui selon nous reposent sur le même phénomène physique [91, 79].

D'une manière générale, la phase de la lumière réfléchie dans une direction par une particule, est différente de celle de la lumière qu'elle réfracte. Néanmoins si l'on peut s'assurer que les deux processus véhiculent la même phase, il n'y a alors plus d'ET. En effet, dans ce cas quelle que soit la position de la particule dans le volume de mesure, la phase mesurée est une fonction linéaire de son diamètre. Cette propriété énoncée par Naqwi et al [91] s'exprime par la relation suivante:

$$(|C_1| + |C_0|).D = 2\pi n \quad (2.1)$$

où  $D$  représente le diamètre mesuré,  $C_1$  et  $C_0$  les facteurs de conversion pour la lumière réfractée et réfléchie,  $n$  représente le nombre de sauts de  $2\pi$  effectués par la phase.

De cette relation nous concluons, comme l'ont fait les auteurs de [91, 90], que si la mesure de taille est libre d'ET, c'est seulement pour un nombre discret de diamètres bien particuliers, régulièrement espacés. Remarquons que les tests expérimentaux de Sankar et Bachalo [92] ont été effectués à partir de gouttes monodispersées alors que pour cette technique, seul un test expérimental sur une polydispersion peut être pertinent.

### Mise en évidence expérimentale

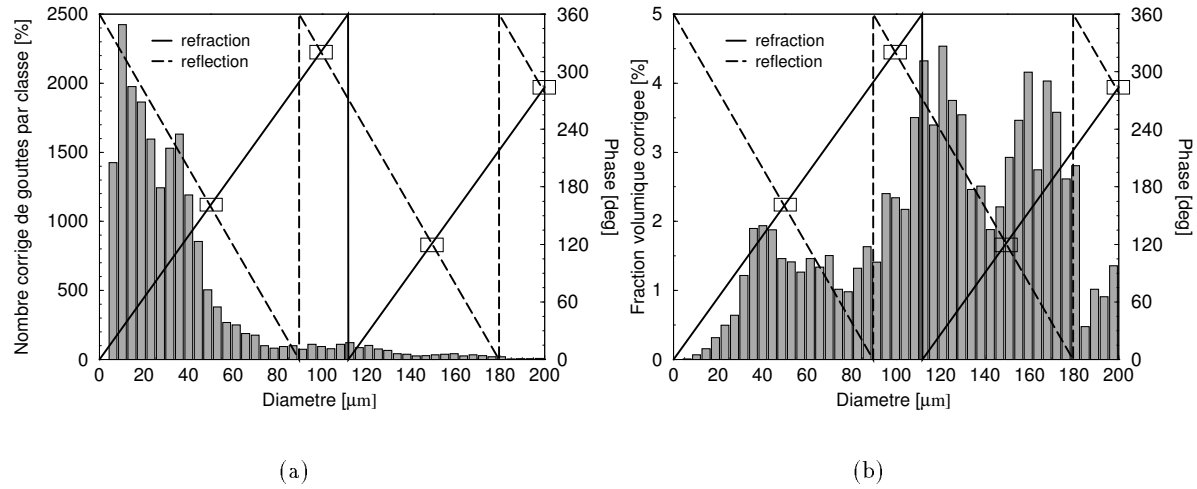


FIG. 2.10 - (a) Histogramme de taille en nombre et (b) histogramme de la fraction volumique. Les relations phase-diamètre supposées pour la réfraction et la réflexion, avec localisation des points "nodaux" par des carrés, sont également tracées.

• L'existence de caractéristiques identifiant la présence de noeuds ou "points de compensation", lors de la mesure de la granulométrie d'une polydispersion, est testée dans la figure 2.10. En (a) l'histogramme de taille en nombre de particules par classe de taille est présenté et, en (b), l'histogramme de la fraction volumique corrigée. Ces histogrammes correspondent à une polydispersion semblable à celle de la figure 2.7. Lors de l'acquisition, le taux de rejet des particules était selon le logiciel de 25%. Les mesures ont été faites à l'aide du système phase Doppler (I) <sup>9</sup>. La pente de la relation phase-diamètre pour les deux détecteurs responsables de la mesure de taille finale est de  $C_1^{13} = 3.20^\circ/\mu m$  pour la réfraction et  $C_0^{13} = -4.05^\circ/\mu m$  pour la réflexion. Les points nodaux sont donc théoriquement espacés de  $360/(3.20 + 4.05) = 49.7 \mu m$  et donc présents pour les tailles de 0, 49.7, 99.4, 149.1, 198.8  $\mu m$ .

En (a), la distribution en nombre est de la même forme que celle de la figure 2.7. Son maximum est compris entre 10 et 40  $\mu m$ . Un pic semble apparaître autour de 40  $\mu m$ . La distribution s'étire vers les grandes tailles. La distribution de la fraction volumique est d'allure beaucoup plus complexe. Des extréma clairement identifiables sont observés autour de 40, 116, 164, 200  $\mu m$  pour les maxima et autour de 0, 80, 140, 184  $\mu m$  pour les minima. Les oscillations de la fraction volumique sont le signe de la présence d'ET. En effet, outre la nature peu physique [84] de cette évolution, on peut remarquer que:

Si l'on identifie les maxima de la fraction volumique avec l'existence des points nodaux prévus théoriquement, on peut tracer la figure 2.11. Celle-ci présente, en fonction de l'ordre d'apparition des maxima successifs, la taille qui leur est associée à partir de la figure 2.10 et par la théorie. Les droites d'erreur à  $\pm 10$  et  $\pm 20\%$  sont également représentées. La courbe expérimentale s'approche de la droite attendue avec des fluctuations d'un maximum de 20%. Compte tenu de la difficulté pour estimer la position des maxima de l'histogramme de la fraction volumique, l'hypothèse d'une corrélation semble vraisemblable. Les points nodaux semblent donc dans cet exemple prédire la position des maxima de la fraction volumique, c'est-à-dire les tailles correspondant

<sup>9</sup> voir l'Annexe A

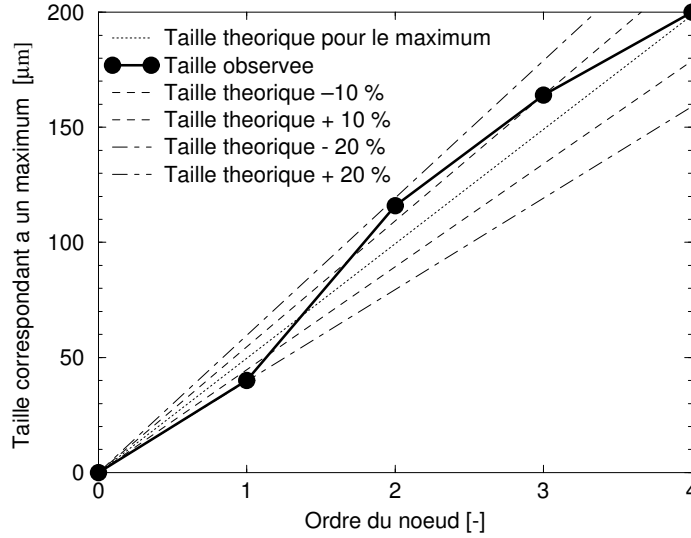


FIG. 2.11 - Comparaison du diamètre théorique correspondant aux points nodaux et des diamètres expérimentaux correspondant à des maxima de la fraction volumique en fonction de leur ordre d'apparition.

à un maximum d'acceptation des signaux. Ils ne permettent cependant en rien d'éliminer les ET.

En guise de conclusion sur les points nodaux, nous dirons que cette approche est largement insuffisante pour ce qui est de l'élimination des ET. Il semble néanmoins qu'une corrélation existe entre la position des points nodaux et certains maxima de la fraction volumique. Cette corrélation devra être étudiée dans un travail plus approfondi, afin d'établir si les points nodaux ne pourraient pas permettre de définir une fonction de correction des distributions de tailles rendant compte de la nature complexe de la fonction de probabilité des ET (dont les points nodaux semblent être des zéros).

## 2.4 Conclusion

Dans ce chapitre, le principe et l'importance des Effets de Trajectoire sur les mesures de taille et les mesures de flux (biais des distributions volumiques), ont été illustrés. Une interprétation des biais engendrés par ces effets a également été faite à partir d'exemples numériques et expérimentaux, ainsi qu'une présentation et une discussion des inconvénients et des avantages des différentes méthodes proposées, antérieurement à ce travail, pour la correction des ET.

Aucune de ces méthodes n'ayant été jugée satisfaisante, les quatre chapitres suivants de ce manuscrit, développent les approches originales développées pour éliminer les effets de trajectoire.

# Annexe A

## Systèmes Phase Doppler utilisés ou développés pour les tests expérimentaux effectués au laboratoire

- (I) Système Aerometrics à compteur de la société Aerometrics [63]. Ce système comprend:
  - L'optique d'émission avec réseaux tournants pour le décalage en fréquence des faisceaux.
  - Une unité de collection comprenant trois détecteurs pour les mesures de tailles et un détecteur pour la mesure d'une deuxième composante de vitesse. Les détecteurs sont des photomultiplicateurs.
  - Le traitement des signaux est effectué par compteur et DSP sur cartes PC, piloté par un logiciel évolué (Aerometrics).
- (II) Système Invent [93]. Ce système comprend (l'émission est celle du système Aerometrics):
  - Une unité de collection à deux détecteurs. Les détecteurs sont des diodes photo-avalanche,
  - Les banques de filtres et alimentations des diodes,
  - Un oscilloscope numérique,
  - Une carte d'interface PC-Oscilloscope numérique,
  - Un logiciel PC de traitement des signaux phase Doppler (Invent),
- (III) Ce système est un montage hybride utilisant:
  - L'optique d'émission du système Aerometrics,
  - L'unité de collection du système Aerometrics,
  - Le traitement du signal du système Invent,
- (IV) Ce système a été développé par l'auteur pour la mesure d'indice. Il se compose de :
  - L'optique d'émission du système Aerometrics,
  - Une unité de détection développée par l'auteur,
  - Les banques de filtres et alimentations des diodes du système Invent,
  - Un oscilloscope numérique,
  - Une carte d'interface PC-oscilloscope,
  - Un logiciel de traitement des signaux Phase Doppler développé par l'auteur,
- (V), Ce système encore à l'état d'ébauche est développé par l'auteur pour la mesure d'indice, d'absorption et la reconnaissance des particules inhomogènes et irrégulières. Il est composé de:
  - Une optique d'émission modifiée, basée sur celle du système Aerometrics, et permettant de créer un volume de mesure simultanément elliptique (feuilles laser) et gaussien,
  - Le système d'acquisition et de traitement précédent (IV).



# Annexe B

## Paramètres optiques

L'unité de collection du système (I) comprend trois détecteurs D1, D2, D3, localisés derrière une même lentille. La forme de leur ouverture est définie par la figure 2.12 et par le tableau 2.1:

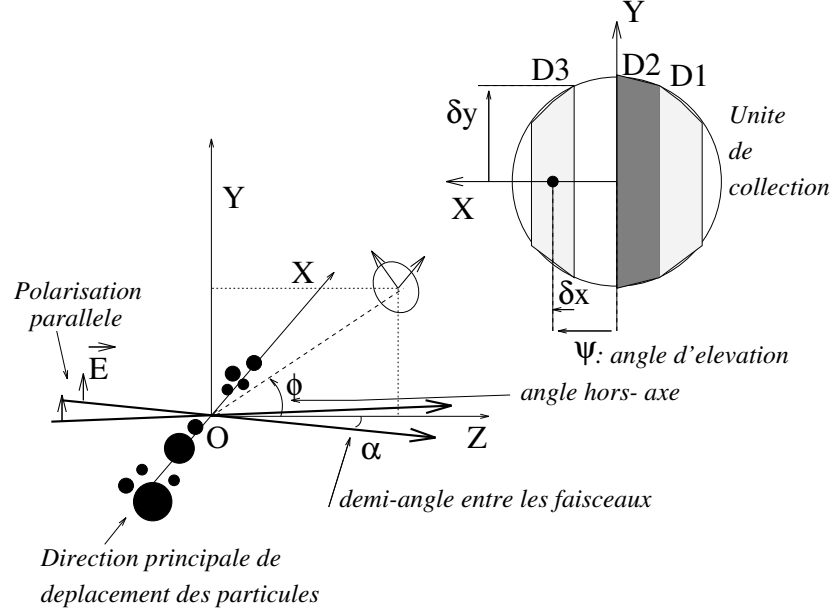


FIG. 2.12 - Géométrie et paramètres optiques d'un Anémomètre phase Doppler classique.

Détecteur	$\psi$ [deg]	$\delta x$ [deg]	$\delta y$ [deg]
D1	4.1	1.57	4.39
D2	1.27	1.27	5.71
D3	-4.1	1.57	4.39

TAB. 2.1 - Paramètres optiques définissant l'ouverture angulaire des détecteurs

demi-angle entre les faisceaux	0.9°	Angle hors-axe	30°
longueur d'onde	0.6328 $\mu m$	puissance d'un faisceau	10 <sup>7</sup> W/m <sup>2</sup>
polarisation	parallèle		

TAB. 2.2 - Autres paramètres optiques

Les autres paramètres optiques de ce système [3], tableau 2.2, sont aussi proches que possible de ceux d'un appareil de la société Aerometrics [63].

## Chapitre 3

# L'analyse Temps-Fréquence

Ce chapitre porte sur les techniques de traitement du signal que j'ai développées au cours de ce travail pour l'analyse temps-fréquence et le suivi de phase des signaux phase Doppler. Leur applicabilité et efficacité s'est avérée faible pour l'élimination des Effets de Trajectoire (ET). Un exemple d'analyse par Transformée par Ondelettes de ces effets sera cependant donné à la fin de ce chapitre. Cette approche s'est en revanche révélée très féconde pour l'observation des ET et pour les travaux qui ont suivi sur les mesures d'indice ou la reconnaissance des particules irrégulières.

### 3.1 Les effets de trajectoire et l'analyse temps-fréquence

Rappelons que les signaux phase Doppler sont d'une façon classique considérés comme parfaitement décrits par une relation de la forme:

$$S(t) = P_s [ 1 + V \cos(2\pi \nu t + \phi) ] \quad (3.1)$$

où  $P_s$ ,  $V$ ,  $\phi$  et  $\nu$  désignent respectivement le terme de piédestal (porteuse), de visibilité (contraste), de phase, de fréquence hétérodyne Doppler du signal. Le terme de phase est supposé constant et relié au diamètre de la particule à l'origine de ce signal, par une relation linéaire.

En fait, nous avons vu que les ET se caractérisaient par la perte de la biunivocité de la relation phase-diamètre et que cette dernière dépend de la position des particules dans le volume de mesure. Ce qui suggère qu'au cours de la trajectoire des particules, la phase des signaux phase Doppler évolue.

La Théorie de Lorenz Mie Généralisée (TLMG) permet de calculer pour chaque position d'une particule dans le volume de mesure les caractéristiques du signal diffusé par celle-ci. En définissant des positions successives de la particule dans le volume de mesure, il est possible de simuler des signaux tels que ceux obtenus lors de la détection d'une particule. Un programme permettant de simuler des trajectoires quelconques de particules dans une sonde phase Doppler, a donc été développé suivant ce principe [94]. Il permet notamment d'ajouter un certain taux de bruit blanc aux signaux simulés et d'introduire un décalage en fréquence des faisceaux. Des exemples de signaux simulés sont présentés dans le chapitre suivant.

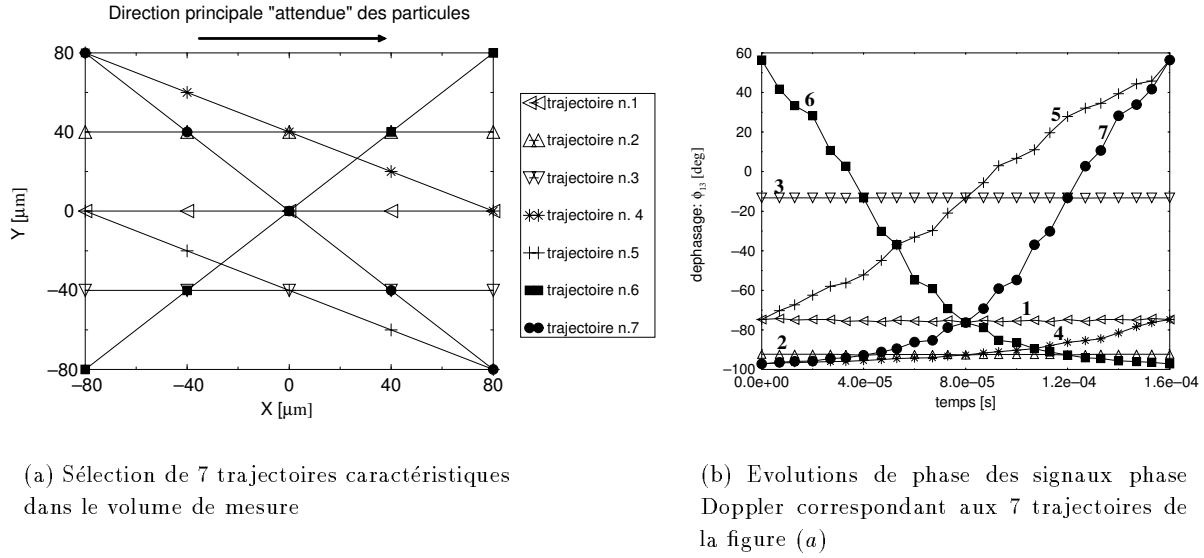


FIG. 3.1 - Les effets de trajectoires engendrent des signaux comportant des évolutions de phase

• La figure 3.1 présente en (a) la sélection qui a été faite de 7 trajectoires particulières dans le plan  $(XOY)$  d'une géométrie classique. Ces trajectoires sont toutes principalement orientées dans la direction attendue pour un écoulement, suivant  $(OX)$ . Les détecteurs sont du côté défini par  $Y < 0$ . Les trajectoires 1, 2, 3 sont parallèles à la direction attendue, la  $n.1$  correspond à un franchissement de la sonde du côté opposé aux détecteurs, la  $n.3$  à un franchissement du côté des détecteurs. Les trajectoires 4, 5 présentent une inclinaison par rapport à la direction attendue de  $30^\circ$  et les trajectoires 6 et 7 une inclinaison de  $45^\circ$ .

La figure 3.1(b) présente la phase simulée par TLMG correspondant aux 7 trajectoires précédentes pour une goutte d'eau de  $40\mu\text{m}$  traversant un volume de mesure de  $80\mu\text{m}$ . La géométrie simulée est identique à celle décrite dans l'annexe B du chapitre 2, excepté le fait que la collection est faite en rétrodiffusion à  $150^\circ$ . La phase prédite pour cette particule, dans le cas d'un éclairage plan (Théorie de Lorenz Mie (TLM)), est de  $-95^\circ$ .

On constate dans cette dernière figure que la phase est à peu près constante pour les trajectoires allant de 1 à 4, alors que pour les trois autres trajectoires, on note une très nette évolution (le long de la trajectoire 6 la phase évolue de  $58$  à  $-95^\circ$ ).

Rigoureusement il nous faudrait donc parler de la fréquence (ou phase) instantanée d'un signal phase Doppler:

$$\nu + \frac{d}{dt}\phi(t) \quad (3.2)$$

Dans le cas de particules parfaitement sphériques et homogènes (voir le chapitre 12 pour le cas contraire), ces évolutions de phase n'existent qu'en présence d'ET. Il semble donc pertinent d'étudier:

- i) Quelle est l'influence de l'évolution du terme de phase sur la phase moyenne mesurée par un système phase Doppler classique,
- ii) Si la détection d'une évolution de phase (ou de "fréquence instantanée") à l'intérieur d'un signal ne pourrait pas être un moyen de diagnostiquer l'existence d'effets de trajectoire dans une sonde phase Doppler.

Pour le premier cas *i*) il a été montré [1] que les traitements classiques du signal phase Doppler ne faisaient que moyenner les évolutions de phase et donc les erreurs, sans permettre de les diagnostiquer. Un exemple est donné à la fin de ce chapitre.

Le deuxième cas *ii*) fait l'objet de ce chapitre. Il nécessite un traitement du signal approprié de type temps-fréquence. De ce fait, trois techniques ont été développées/adaptées à notre problème [2]. Les deux premières permettent un suivi de la fréquence et du déphasage entre deux signaux: il s'agit de la méthode de passage à zéro et de la fonction interspectre à fenêtre glissante. La troisième technique est basée sur une analyse par ondelettes. Elle permet l'analyse d'un signal unique. Son application à la détection des ET est faite à la fin de ce chapitre.

## 3.2 Méthode de passage à zéro

Cette méthode classique du traitement du signal était très utilisée au début de la technique ADL dans les "compteurs" [95]. Elle est aujourd'hui abandonnée au profit de la FFT (Fast Fourier Transform) [96, 97] ou de la fonction d'autocorrélation ou d'inter-corrélation [98, 99, 100]. Ces deux dernières techniques sont plus robustes au bruit et autorisent des fréquences d'échantillonnage  $f_e$  plus faibles [99]. Néanmoins, la méthode de passage à zéro permet de réaliser une analyse temps-fréquence simple d'un signal, et c'est en quoi elle nous intéresse.

Le principe de la méthode est de détecter les instants où le signal, supposé de forme sinusoïdale, passe par zéro. Une fois les instants correspondants déterminés:  $t_1, t_2, \dots, t_n$ , on peut déduire l'évolution de sa fréquence en fonction du temps:  $f_1, f_2, \dots, f_n$  (voir la figure 3.2).

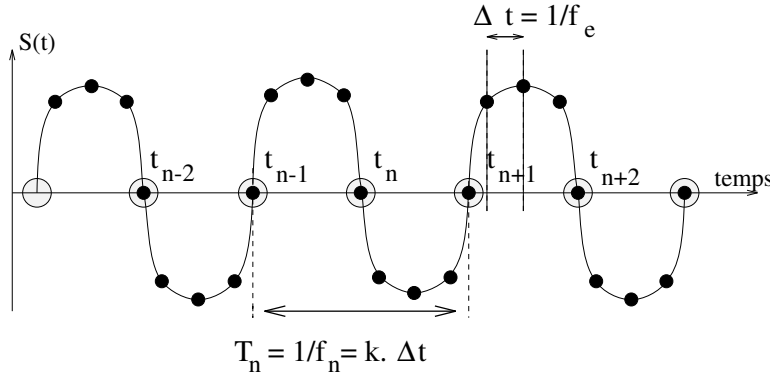


FIG. 3.2 - Schématisation du principe de la méthode de passage à zéro.

La fréquence d'un signal  $S(t)$  entre les instants  $t_n$  et  $t_{n-1}$  ( $n$  correspond à l'indice d'un zéro) est donnée par:

$$f_n = \frac{1}{2(t_n - t_{n-1})} \quad (3.3)$$

Pour mesurer la différence de phase entre deux signaux  $S^1(t)$  et  $S^2(t)$  de même fréquence ( $f_n^1 = f_n^2$ ), il suffit de convertir, à chaque passage à zéro, le décalage en temps entre les signaux:

$$\phi_n^{1-2} = 2\pi(t_n^1 - t_n^2)f_n^1 \quad (3.4)$$

Pour un cycle discrétisé en  $n$  points, à la fréquence d'échantillonnage  $f_e$ , l'erreur dans la détermination de la fréquence correspondante  $f$  est donnée par:

$$\delta f = \frac{(f)^2}{f_e} \quad (3.5)$$

Dans cette relation, l'erreur d'estimation de la fréquence commune des signaux est liée de façon inverse à la fréquence d'échantillonnage. L'augmentation de la fréquence du signal augmente l'incertitude sur la mesure de  $f$ . En fait, l'influence du bruit n'est pas prise en compte dans cette relation. Or de par la littérature [97] et notre expérience, nous savons que cette méthode est particulièrement sensible au bruit. Plusieurs facteurs peuvent venir atténuer cette sensibilité au bruit. La plus courante est l'utilisation d'un niveau seuil ou "d'hystérésis" sur l'amplitude, c'est à dire d'un niveau de déclenchement bien au-dessus de l'amplitude maximale estimée du bruit.

Un programme de suivi de fréquence et de déphasage a été développé sur la base de cette technique. Dans celui-ci le niveau seuil ou "d'hystérésis" est fixé à une valeur correspondant à quelques pour-cent de l'amplitude maximale des signaux détectés (d'amplitude mesurée au préalable). Ceci détermine un ensemble de points autour de chaque passage à zéro du signal. La fonction sinus étant autour de zéro approximable au premier ordre par une fonction linéaire, une régression linéaire est effectuée sur cet ensemble de points. Le point d'intersection de la droite ainsi obtenue avec l'axe des temps détermine au mieux le point de passage à zéro du signal. De cette façon l'influence des fluctuations du signal autour du zéro est minimisée. A titre d'exemple, ce programme a été utilisé avec un niveau seuil fixé à 5 %, un nombre de points par cycles de l'ordre de 130, pour le traitement des signaux expérimentaux traités dans le cas de la géométrie plane (voir le chapitre 5) [4].

### 3.3 La fonction interspectre à fenêtre glissante

La technique de la fonction Interspectre ou encore *CSD* (Cross Spectral Density function) a été pour la première fois appliquée au traitement des signaux phase Doppler par Domnick et al [101]. Après un rappel du principe de cette technique, cette section a pour but de montrer comment elle peut être étendue en une méthode d'analyse temps-fréquence, selon le principe d'une analyse de Fourier à fenêtre glissante (ou de Gabor [102]).

#### 3.3.1 Principe de la fonction Interspectre (CSD)

La fonction interspectre de deux signaux  $x(t)$  et  $y(t)$  est une quantité complexe définie par:

$$G_{xy}(f) = C_{xy}(f) + jQ_{xy}(f) \quad (3.6)$$

où  $C_{xy}(f)$  correspond au spectre de coïncidence des deux signaux et  $Q_{xy}(f)$  correspond à leur spectre en quadrature. En notation exponentielle nous avons:

$$G_{xy}(f) = \|G_{xy}(f)\| e^{-j\theta_{xy}(f)} \quad (3.7)$$

où  $\|G_{xy}\|$  est le module de  $G_{xy}(f)$ , et  $\theta_{xy}(f)$  son angle de phase, avec:

$$\|G_{xy}(f)\| = (C_{xy}^2(f) + Q_{xy}^2(f))^{\frac{1}{2}} \quad (3.8)$$

$$\theta_{xy}(f) = \tan^{-1}\left(\frac{Q_{xy}(f)}{C_{xy}(f)}\right) \quad (3.9)$$

Dans le spectre en fréquence du module de  $G_{xy}$  donné par (3.8), la fréquence Doppler commune aux deux signaux est identifiée par un pic caractéristique. De là et avec l'équation (3.9) on détermine le déphasage existant entre les signaux.

Le calcul de  $G_{xy}(f)$  peut être effectué à partir des deux séquences de données,  $x(n\Delta t)$  et  $y(n\Delta t)$ , en utilisant une Transformée de Fourier Rapide (T.F.R ou F.F.T):

$$G_{xy}(f_k) = \frac{2\Delta t}{N}(X_k^* \cdot Y_k) \quad (3.10)$$

$$f_k = \frac{k}{N\Delta t} \quad (3.11)$$

où,

- $n = 0, 1, 2, \dots, N-1$  et  $k = 0, 1, 2, \dots, N-1$
- $X_k$  et  $Y_k$  sont les transformées discrètes des deux séquences de données,  $x(n\Delta t)$  et  $y(n\Delta t)$ .
- $N$  correspond au nombre d'échantillons. Celui-ci doit généralement être en puissance de deux, en raison de l'algorithme de FFT.
- $\Delta t$  est égal à l'inverse de la fréquence d'échantillonnage des signaux.

De ces dernières expressions, on voit plus concrètement que  $G_{xy}(f)$  correspond au produit des spectres des deux signaux.

L'absence d'un des signaux (remplacé par un fond continu bruité par exemple) se traduira donc par l'analyse de la phase d'un signal par rapport à celle d'un signal aléatoire. Pour ce qui est de la phase nous obtiendrons  $0^\circ$  ou  $360^\circ$  et pour la fréquence, celle du signal détecté. Nous verrons que dans le cas du diagnostic des particules irrégulières<sup>1</sup>, cette propriété sera utile.

### 3.3.2 CSD avec fenêtre glissante (CSDW)

Afin de pouvoir suivre l'évolution dans le temps de la différence de phase entre deux signaux, la CSD ne peut être appliquée que sur des "portions" de signaux. Ceci peut être obtenu en multipliant, avant analyse, les deux signaux par une fenêtre temporelle ne laissant apparaître que la partie des signaux que l'on veut analyser [2]. En déplaçant la fenêtre d'analyse, on réalise une analyse temps-fréquence du signal, du type de celle initiée par Gabor (figure 3.3). Les résultats sont des moyennes temporelles, sur la largeur de fenêtre d'analyse, des propriétés des signaux. Telle que nous la développons, la fonction interspectre à fenêtre glissante CSDW<sup>2</sup>[2] n'est pas réellement une analyse temps-fréquence. En effet, les signaux phase Doppler étant de fréquence quasiment constante, nous n'avons à considérer qu'une seule largeur de fenêtre par

<sup>1</sup>voir le chapitre 12,

<sup>2</sup>Cross Spectral Density function with sliding Window

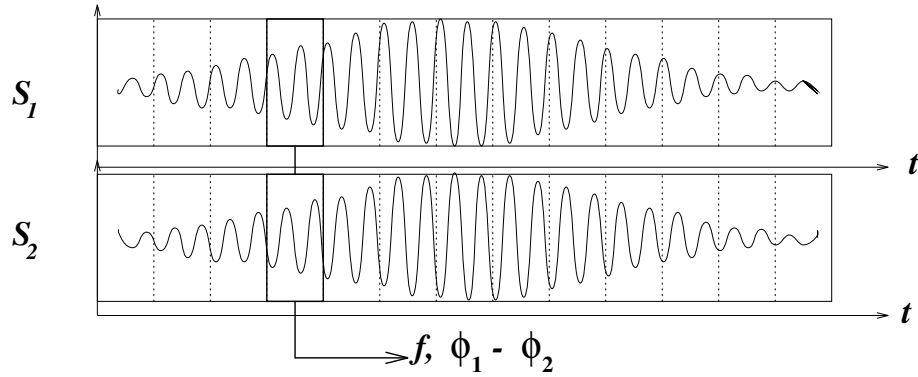


FIG. 3.3 - Schématisation du principe de l'analyse à fenêtre glissante, CSDW

signal et donc une seule échelle d'analyse. Nous garderons néanmoins pour celle-ci le qualificatif d'analyse temps-fréquence par opposition avec l'analyse fréquentielle de Fourier.

Il existe plusieurs types de fenêtres de pondération, leur choix dépendant principalement de l'application souhaitée. Dans notre cas où la conservation de la Densité Spectrale de Puissance du signal ne nous intéresse pas, nous ne prendrons pas la fenêtre naturelle (carrée). Ce qui nous intéresse ici est d'identifier la fréquence caractéristique de nos signaux au mieux, et donc d'effectuer la meilleure détermination possible de la position du pic dans le spectre en fréquence de nos signaux. La fonction (ou fenêtre de pondération) de Hanning est celle qui produit une forte atténuation des lobes secondaires (dus à la durée limitée de l'échantillon), c'est pourquoi elle a été choisie.

- La figure 3.4 présente, à gauche, différents types de fenêtres de pondération, à savoir les fenêtres naturelle, triangulaire, Gaussienne et de Hanning (du premier ordre). Le résultat de l'application de la fenêtre de Hanning sur une portion de signal ADL est présenté par la figure de droite. La fenêtre de pondération atténue la coupure brusque du signal (signal pondéré) qui serait source de bruit haute fréquence pour la transformée de Fourier.

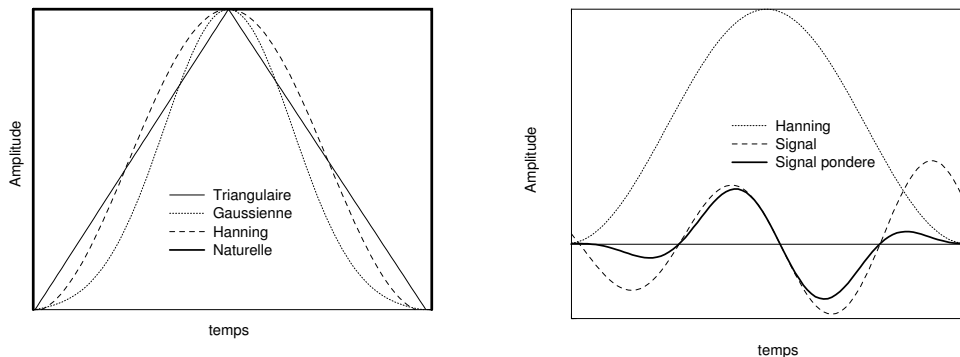


FIG. 3.4 - Exemples de fenêtres de pondération et de l'effet de la fenêtre de Hanning sur une portion de signal phase Doppler.

La résolution sur l'estimation de la fréquence d'un signal dépend de manière importante de la

durée totale de l'échantillonnage ( $T$ ), le pas de discrétisation du spectre en fréquence s'écrivant  $\Delta f = 1/T$ . La résolution temporelle ou largeur de la fenêtre d'analyse évolue donc de manière inverse à la résolution spectrale. Ainsi il faut trouver un compromis quant à la résolution voulue pour ces deux paramètres. Nous verrons que pour des signaux avec des taux de bruit supérieurs à 20 dB, une largeur de fenêtre correspondant à deux cycles (2 fois la largeur temporelle correspondant à la fréquence du signal) est satisfaisante<sup>3</sup>. Pour les signaux plus bruités, ce nombre de cycles doit être augmenté et l'analyse effectuée avec un pas de glissement inférieur à la largeur de la fenêtre d'analyse. Dans ce cas, il y a une redondance dans la prise de l'information de fréquence et de phase qui est *moyennée* par la transformée de Fourier. Ce dernier effet est préjudiciable pour l'étude des brusques changements de phase. Cependant, seul cet "artifice" rend possible l'analyse dans le temps de signaux phase Doppler très bruités ou de faible modulation.

### Le programme de CSDW développé:

#### *Descriptif succinct:*

Les signaux détectés sont dans un premier temps analysés en fréquence sur toute leur durée. Ceci permet de déterminer leur fréquence moyenne. Connaissant ce paramètre et la fréquence d'échantillonnage, il est possible de déterminer le nombre moyen d'échantillons par cycle et donc de déterminer la largeur de la fenêtre d'analyse correspondant à la résolution temporelle voulue. Lorsque le nombre d'échantillons contenus dans la fenêtre d'analyse n'est pas une puissance de deux, des zéros sont ajoutés aux limites de l'échantillon. Ce type de procédure, classique, permet une meilleure discrétisation du spectre en fréquence des deux signaux phase Doppler, la transformée de Fourier étant théoriquement définie pour un signal de durée infinie. Un test est d'ailleurs systématiquement effectué pour ajouter un nombre minimum de zéros à chaque échantillon. Ajoutons que le pic caractéristique en fréquence des signaux analysés est lissé par une fonction gaussienne à 3 points. L'estimation du déphasage est faite à partir d'une régression linéaire autour de la fréquence caractéristique estimée. Cette "astuce" permet des améliorations non négligeables sur la résolution spectrale. Le programme restitue les fichiers de l'analyse temps-fréquence, temps-phase, temps-rapport signal sur bruit (une estimation de la puissance du bruit est effectuée pour chaque portion du signal analysé) [2].

#### *Résolution et tests du programme:*

- Un exemple de suivi de la différence de phase par CSDW est présenté sur la figure 3.5, entre 2 signaux simulés<sup>4</sup> avec un rapport signal sur bruit limite de (a) 40 dB, (b) 20 dB, (c) 5 dB. Le rapport entre la fréquence d'échantillonnage et la fréquence des signaux est de l'ordre de 7, la largeur de la fenêtre d'analyse est égale à deux cycles (excepté pour un des cas de la figure

<sup>3</sup> Ceci dépend bien sûr de la vitesse absolue des particules, du décalage en fréquence des signaux, de l'interfrange, et de bien d'autres paramètres. Néanmoins pour des valeurs "standards" de ces paramètres, cette largeur d'analyse est un bon ordre de grandeur.

<sup>4</sup> Les signaux simulés ont été obtenus en modulant par une fonction exponentielle, une fonction sinus, et par l'ajout d'un terme de bruit blanc avec distribution d'amplitude gaussienne, voir l'annexe C



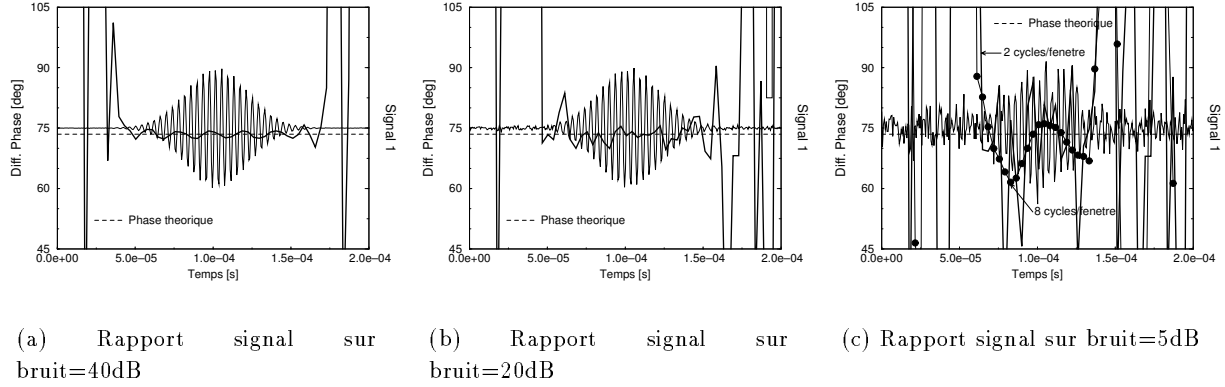


FIG. 3.5 - Suivi de phase par CSDW de signaux déphasés de 73.5 deg, largeur de la fenêtre d'analyse: 2 ou 8 cycles, pas de glissement: 1 cycle.

(c)). Le pas de glissement de la fenêtre d'analyse est dans tous les cas fixé à un cycle.

Pour les trois figures, le calcul du déphasage en l'absence de signal ou dans le cas d'un taux de bruit trop élevé se traduit par des sauts de phase entre 0 à 360 deg. Les fluctuations de la différence de phase sont d'autant plus faibles que le taux de bruit est bas, (figure (a) par rapport à la figure (b)). Dans le cas (c), l'augmentation de la largeur de la fenêtre d'analyse (de 2 à 8 cycles) moyenne les erreurs et permet l'analyse. On remarquera dans le cas (a) que l'erreur oscille. Ceci s'explique par la nature périodique du signal et au pas de glissement de la fenêtre d'analyse constant qui induit une erreur qui se reproduit périodiquement.

- L'utilisation de la Transformée de Fourier Rapide dans l'étude spectrale des signaux ADL et phase Doppler a été considérable dans le passé. Aussi pouvons nous trouver dans la littérature des critères estimant la résolution fréquentielle et en phase que l'on peut attendre avec la CSDW, celle-ci ne se distinguant pas des méthodes classiques d'analyse pour ce qui est du calcul du spectre d'un signal. Deux critères semblent particulièrement utilisés pour l'estimation de la variance sur la fréquence et la phase: ceux de Cramer-Rao [103, 104]. Ce sont des critères minima, qui donnent la variance théorique limite sur la fréquence et la phase d'un signal en fonction du taux de bruit ( $RSB$ ), du nombre d'échantillons ( $N$ ) et de la fréquence du signal analysé ( $f$ ):

$$var(f) = \frac{12}{(2\pi)^2 RSB N(N^2 - 1)} f^2 \quad (3.12)$$

$$var(\phi) = \frac{2(2N - 1)}{RSB N(N + 1)} \quad (3.13)$$

- Les figures 3.6a) et b) présentent l'évolution théorique des critères de Cramer-Rao:  $var(f)$  et  $var(\phi)$  en fonction du nombre de points  $N$  de l'échantillon considéré pour un taux de bruit de 0 dB. Les résultats de l'analyse par CSDW de signaux simulés, bruités à 0 dB et déphasés de 73.5 deg, sont également présentés sur ces figures. Les signaux ont été analysés pour des largeurs  $N$  de la fenêtre d'analyse. Le calcul de  $var(f)$  et  $var(\phi)$  a été effectué sur la moyenne arithmétique

des mesures de phases obtenues pour chaque portion de signal dont l'amplitude dépassait 5% de celle du maximum du signal total.

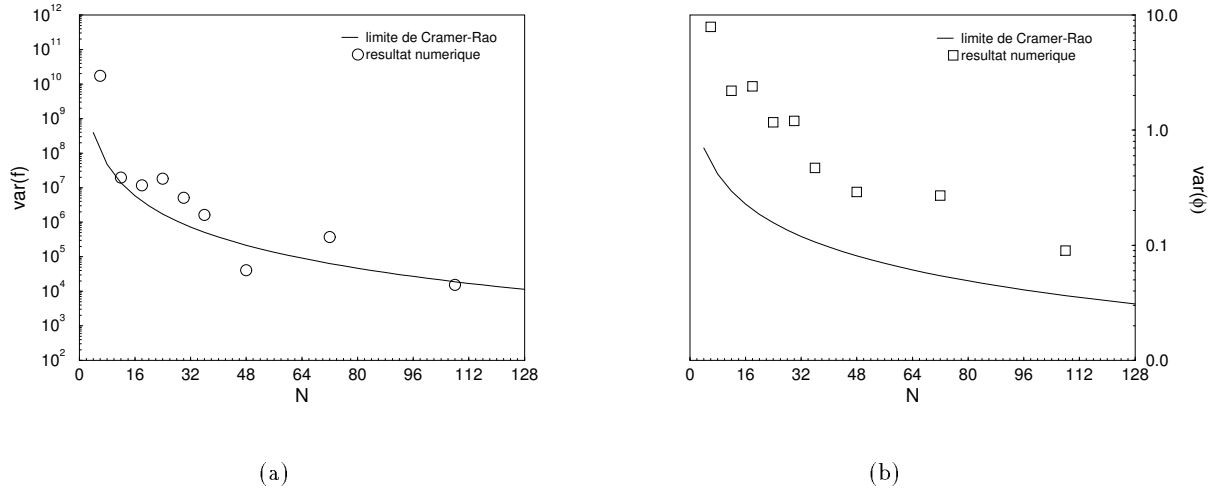


FIG. 3.6 - Evolution de la variance sur la fréquence et la phase en fonction du nombre d'échantillons  $N$ , d'après le critère théorique limite de Cramer-Rao et le programme de CSDW appliqué à des signaux bruités à 0 dB.

Dans la figure 3.6(a), la variance sur la fréquence prédite par le critère de Cramer-Rao et celle obtenue avec le programme développé, évoluent de manière semblable. A fréquence d'échantillonnage et fréquence des signaux fixée, la variance sur  $f$  varie en puissance  $-3$  du nombre d'échantillons  $N$ . Ceci signifie que l'augmentation du nombre d'échantillons à fréquence fixée  $N$ , augmente significativement la résolution spectrale, ce qui implique pour l'APD d'augmenter le temps de transit des particules dans le volume de mesure, c'est à dire la taille du volume de mesure. Nous verrons que ceci a des implications pour la technique des deux bouffées proposée pour la mesure de l'indice dans les chapitres 7 et 8.

Le sur-échantillonnage des signaux phase Doppler n'est pas le facteur pertinent pour augmenter la résolution spectrale par transformée de Fourier, mais plutôt  $N$ , contrairement aux cas de la méthode de passage à zéro (en première hypothèse). Pour ce qui est de l'analyse temps-fréquence, l'augmentation de  $N$  ne peut se faire qu'au détriment de la résolution temporelle.

Dans la figure 3.6(b), la différence entre les résultats numériques et théoriques est importante. Le critère de Cramer-Rao borne l'estimation de la variance sur la phase de manière très éloignée. L'importance de l'écart observé est selon nous attribuable à l'utilisation d'une définition du taux de bruit très minimaliste. Néanmoins, dans cette figure, si les valeurs absolues ne concordent pas, les évolutions sont d'allure semblable, ce qui est déjà un indicateur appréciable. La variance sur  $\phi$  évolue en  $1/N$ . Cette évolution de la variance du déphasage est beaucoup plus favorable pour notre analyse que celle trouvée pour la fréquence.

- La figure 3.7 présente l'évolution, donnée par notre programme, de la moyenne arithmétique et de l'écart type (barres d'erreur) de la différence de phase entre deux signaux (égale à  $73.5^\circ$ ). Ces derniers sont délimités, comme dans les comparaisons précédentes, par un critère d'amplitude seuil de 5%. Le taux de bruit des signaux analysés varie de 5 à 40 dB. La fenêtre

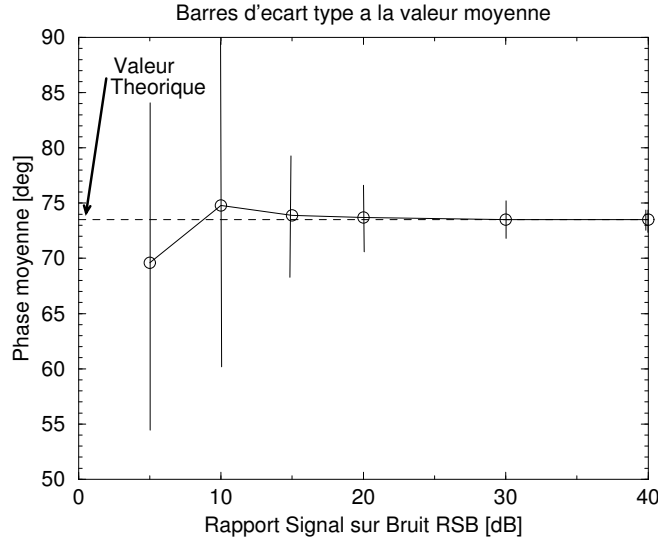


FIG. 3.7 - Evolution de la différence de phase moyenne et de son écart-type, lors de l'analyse avec 2 cycles par fenêtre, de signaux phase Doppler simulés (déphasés de 73.5deg) en fonction de leur taux de bruit.

d'analyse a été fixée ici à 2 cycles. Les signaux comportant des taux de bruit inférieurs à 5dB n'ont pu être traités.

La valeur de la phase moyenne est toujours très proche de la valeur attendue, bien que l'écart-type à la valeur théorique puisse être très important pour les taux de bruits inférieurs à 10dB. La décroissance de cet écart-type avec le taux de bruit est néanmoins très significative.

Noter que de nombreux exemples d'applications de la CSDW au suivi de phase de signaux phase Doppler réels peuvent être trouvés dans les autres chapitres de ce manuscrit.

### 3.4 La Transformée par Ondelettes (TO)

Nous introduisons dans cette section une autre méthode temps-fréquence ou temps-échelle [105, 106], l'analyse par ondelettes. Historiquement, cette méthode est la première analyse de ce type que j'ai développée dans le but de détecter les ET [1].

#### 3.4.1 Principe

La représentation temps-fréquence [106] fait intervenir deux paramètres  $a$  et  $b$ , où  $a$  est lié à la fréquence et  $b$  au temps. Dans la représentation temps-fréquence on effectue l'analyse d'un signal en le décomposant par une somme de constituants simples et universels appelés "fonctions élémentaires" qui sont toutes issues d'une fonction "mère"<sup>5</sup>.

De manière similaire à l'analyse de Fourier, on associe à chaque fonction élémentaire  $\Psi_{a,b}$  un coefficient  $C_{a,b}$  caractéristique des propriétés locales en temps et fréquence du signal  $S(t)$ . Le

<sup>5</sup>Dans l'analyse de Fourier, la fonction "mère" est une sinusoïde, les fonctions élémentaires ses harmoniques. Celles-ci ne dépendent que d'un paramètre, la fréquence.

calcul de ces coefficients se fait par intégration du produit de la fonction signal par la fonction élémentaire,  $\Psi_{a,b}$ :

$$C_{a,b} = \int_{-\infty}^{+\infty} S(t) \Psi_{a,b}(t) dt \quad (3.14)$$

Cependant, contrairement à l'analyse de Fourier pour laquelle les fonctions élémentaires sont d'extension infinie, dans l'analyse temps-fréquence qui est une analyse locale du signal, les fonctions élémentaires sont localisées dans le temps. Les coefficients  $C_{a,b}$  sont des nombres complexes. Ils n'ont de sens que sur l'intervalle de temps où les fonctions élémentaires oscillent (condition à remplir pour une analyse fréquentielle).

### La Transformée par Ondelettes

La transformée par ondelettes [105] associe aux paramètres  $a$  et  $b$  la valeur du coefficient  $C_{a,b}$ . Celui-ci est déduit de l'analyse du signal par l'ondelette élémentaire  $\Psi_{a,b}$ , autour de l'instant  $b$  et à l'échelle  $a$  (c'est-à-dire pour nous à la fréquence  $1/a$ ).

Il existe différents types d'ondelettes [106]. Le caractère temps-fréquence de l'analyse impose que la fonction mère (ondelette) utilisée soit une oscillation de durée finie, de moyenne nulle, de carré sommable. Nous utiliserons, pour notre analyse, l'ondelette continue de R. Kronland-Martinet [107], qui est une version complexe de l'ondelette de J. Morlet [105]. Le choix de cette ondelette a été principalement guidé par sa similitude avec la forme des signaux phase Doppler et sa redondance dans la prise d'information. Son expression est la suivante:

$$\Psi(t) = e^{j5t} e^{-t^2/2} \quad (3.15)$$

Les ondelettes élémentaires  $\Psi_{a,b}(t)$  permettent l'analyse des propriétés locales d'un signal, par dilatation ou contraction de l'ondelette "mère". Elles sont déduites de l'ondelette "mère" par la relation suivante:

$$\Psi_{a,b}(t) = \frac{1}{\sqrt{a}} \Psi\left(\frac{t-b}{a}\right) \quad (3.16)$$

où:

- $(1/\sqrt{a})$ : vient de considérations sur la conservation de l'énergie du signal,
- $b$ : permet de faire translater l'ondelette sur l'axe des temps et donc d'analyser le signal à différents instants,
- $1/a$ : permet de faire varier la fréquence de l'ondelette, en la dilatant ou la contractant.

Lorsque  $a$  est très petit (petites échelles ou "grandes fréquences"), l'intervalle sur lequel l'ondelette n'est pas nulle se restreint autour de  $b$ , l'ondelette effectue donc un "zoom" sur le signal autour de cette position. Le coefficient de la transformée associé à cette fréquence va donc être maximum (similitude avec l'analyse de Fourier). Si, à un instant ultérieur, le signal évolue très lentement par rapport à l'échelle de temps caractérisée par l'ondelette analysante, le coefficient de la transformée sera négligeable, ceci parce que les fonctions  $\Psi_{a,b}(t)$  sont localisées et de moyenne nulle. Dans le cas d'une ondelette élémentaire d'analyse dilatée ne percevant que les variations à grandes échelles (basses fréquences) du signal, son coefficient  $C_{a,b}$  évoluera de façon inverse au cas précédent.

La transformée par ondelettes réalise une analyse multi-échelle du signal (ou temps-fréquence pour nous). Il suffit donc d'avoir une gamme étendue d'ondelettes élémentaires pour rendre compte de toutes les échelles de variation du signal analysé.

Au cours de ce travail, l'application de la TO à l'analyse des signaux phase Doppler a été concentrée sur l'exploitation de son module, par l'extraction des coefficients maxima du spectre temps-fréquence à chaque instant [1]. Son application à la détection des effets de trajectoire ET est considérée dans ce qui suit.

### 3.4.2 Application de la TO à la détection des Effets de Trajectoire

#### Le programme développé

Un programme basé sur la TO a été développé pour l'analyse de signaux phase Doppler pris individuellement (pas de calcul de déphasage). Pour minimiser les temps de calcul et concentrer l'analyse par ondelettes dans la plage estimée de variation en fréquence des signaux, l'analyse par ondelettes est effectuée autour de la fréquence moyenne déduite d'une analyse préalable par une transformée de Fourier.

Pour être facilement exploitable, l'étude du spectre à 3 dimensions obtenu par TO est réduite à un problème à une seule variable par la recherche des coefficients d'ondelettes maxima de la TO, à chaque instant. La courbe ainsi obtenue est assimilée à la loi d'évolution de la fréquence du signal analysé. En effet, les coefficients maxima, à un instant  $b$ , correspondent à l'échelle/fréquence optimale d'analyse d'un signal. Ceux-ci doivent donc nous permettre de suivre l'évolution de fréquence des signaux analysés, l'hypothèse étant faite que la distribution d'amplitude des signaux ne pondère pas les coefficients  $C_{a,b}$  de façon suffisante pour influencer sur ceux-ci significativement.

#### Traitement d'un signal simulé "brut"

- La figure 3.8 présente, en (a), un signal simulé par TLMG (goutte d'eau de  $40\mu m$ , trajectoire  $n.7$ , de la figure 3.1), bruité à 10 dB. En (b) et (c) le module de la TO est représenté en perspective et en lignes d'iso-valeurs. Les échelles sont adimensionnalisées.

Le spectre temps-fréquence du signal, (b) et (c), est largement étalé en fréquence: notre analyse est donc redondante. Le signal contient peu d'oscillations d'où l'indétermination sur son échelle d'analyse. La fréquence Doppler du signal ainsi que celle associée à son enveloppe sont toutes les deux contenues dans le spectre d'allure gaussienne obtenu par TO. Le bruit (petites irrégularités), constitué de hautes fréquences, est lui réparti dans le plan temps-fréquence. On aurait pu s'attendre à une orientation du spectre dans ce plan, compte tenu de l'évolution de phase/fréquence de ce signal (figure 3.1, trajectoire  $n.7$ ). L'évolution de phase est en fait trop faible et une régression linéaire sur ce spectre ne nous donne pas d'orientation particulière. L'effet de trajectoire n'est donc pas détecté bien que ce signal corresponde à une trajectoire conduisant à une forte évolution de phase.

L'étude plus approfondie des courbes d'évolution des coefficients maxima de la TO permet de mettre en évidence la sensibilité de cette analyse à l'enveloppe du signal traité.

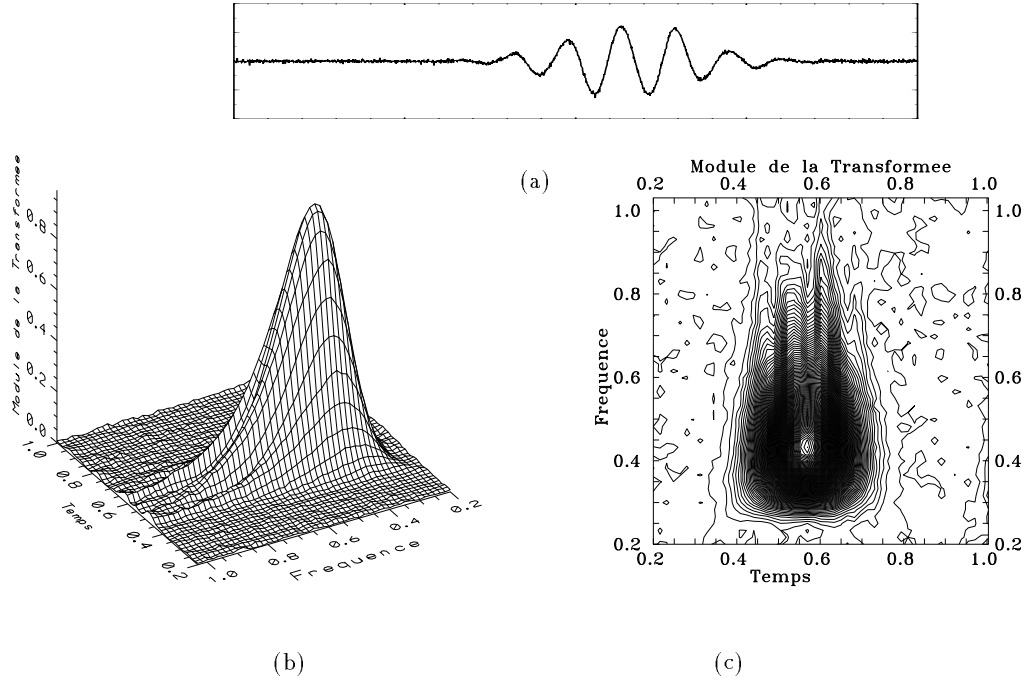


FIG. 3.8 - a) Signal phase Doppler simulé, avec évolution de phase (trajectoire n. 7), bruité à 10 dB; b) et c): module de la transformée par ondelettes. Les échelles sont adimensionnalisées.

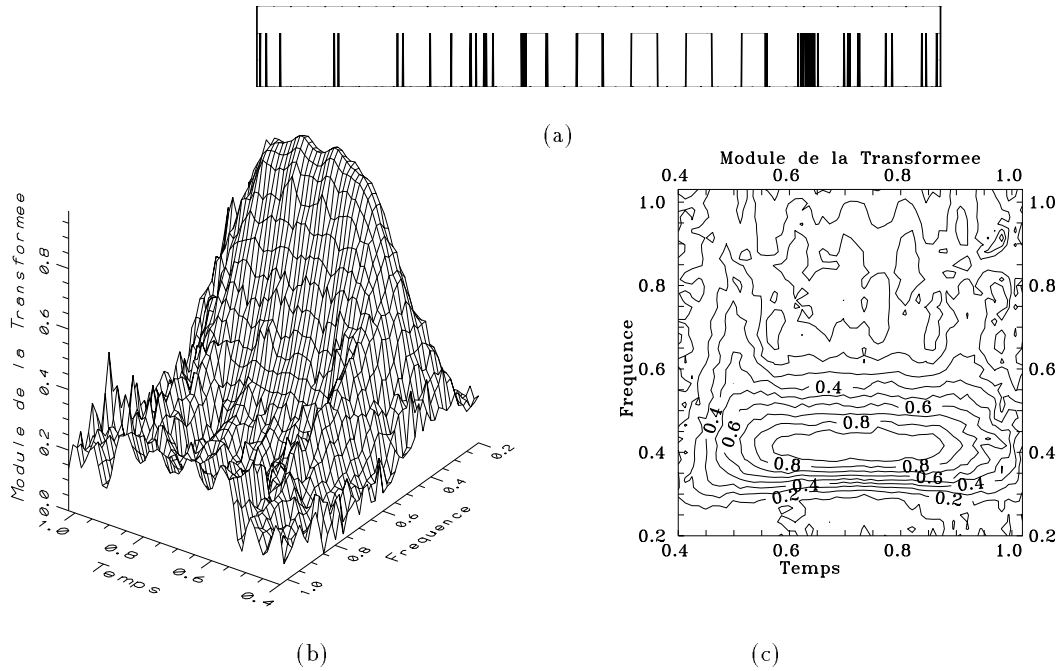


FIG. 3.9 - (a) Signal phase Doppler identique à celui de la figure 3.8, mais binarisé; (b) et (c): module de la transformée par ondelettes. Les échelles sont adimensionnalisées.

### Traitement d'un signal "binarisé"

Pour éliminer la pondération des coefficients de la TO par l'amplitude gaussienne du signal, nous avons normalisé celui-ci en le "binarisant", c'est à dire en lui donnant la valeur 1 ou 0 suivant que son amplitude est positive ou non. Ce type de procédure est couramment utilisé pour accélérer le traitement des signaux ADL et n'est donc pas complètement "barbare." La figure 3.9 présente en (a) le signal de la figure 3.8 binarisé, et en (b) et (c) le résultat de son analyse par TO.

La binarisation n'est pas parfaite car le bruit fait apparaître des sauts très haute fréquence, figure 3.8(a). Néanmoins, le module de la TO, figures 3.8(b) et (c), est, autour de son maximum, très peu perturbé par ce bruit réparti sur toute la surface du plan temps-fréquence. *L'évolution de phase devient ici visible* particulièrement avec les courbes de niveaux: celles-ci ont une légère inclinaison par rapport à l'axe des temps. Une régression sur la courbe d'évolution de la position des coefficients maxima nous donne une pente caractéristique (voir le paragraphe suivant). L'effet de trajectoire est donc détecté.

### Application à différents types d'effets de trajectoires

Le programme développé (avec binarisation) a été appliqué aux signaux simulés par TLMG, correspondant aux 7 trajectoires de la goutte d'eau de  $40\mu m$  de la figure 3.1.

- La figure 3.10 présente les résultats de cette analyse. En (a), les évolutions de phase des 7 signaux analysés sont rappelées. En (b), les droites des régressions linéaires effectuées sur la position des maxima du module de la TO dans le plan temps-fréquence, sont représentées. En (c), chacune des trajectoires est identifiée par le couple de valeurs résultant de l'analyse: la pente de la régression et l'abscisse à l'origine de celle-ci. La figure (d) donne pour les 7 trajectoires la valeur moyenne de la fréquence déduite de l'analyse par TO et d'une analyse de Fourier (Transformée de Fourier) classique (CSD).

- Les signaux 1, 2, 3, 4 ont une phase qui évolue très peu, figure (a). L'analyse par TO, figure (b), donne pour ces signaux des courbes d'évolution de la fréquence quasiment indépendantes du temps. La figure (c) montre que ces trois trajectoires sont, pour notre analyse, très peu différentes les unes des autres: les pentes des droites de régression sont très proches. L'analyse par Transformée de Fourier (TF) des trois signaux, figure (d), donne pratiquement la même valeur que la TO pour leur fréquence moyenne. Ceci valide le caractère fréquentiel de l'analyse par TO.

- Le signal 5, a une phase qui évolue de façon quasi-linéaire avec le temps, figure (a). La courbe d'évolution de la fréquence déduite par TO, figure (b), est décalée par rapport à celles des signaux sans évolution de phase. Elle reste indépendante du temps, figure (b). Le signal 5 se distingue, figure (c), par une constante de régression différente des cas 1, 2, 3 et 4. Il ne serait cependant pas discernable dans le cas de particules de vitesse différentes des cas 1, 2, 3 et 4. Ce type d'effet de trajectoire (évolution linéaire de la phase) ne serait donc pas détectable par cette analyse, dans un cas de mesure réel.

- Les signaux 6 et 7 ont une phase qui évolue de façon non linéaire avec le temps, figure (a). L'analyse par TO donne pour ces signaux une courbe d'évolution de la fréquence orientée dans le plan temps-fréquence. La différenciation entre ces signaux et les précédents est remarquable d'évidence dans la figure (c). La figure (d) indique que la fréquence moyenne déduite par TF ou par TO est différente dans ce cas.

De cette analyse, il apparaît clairement que c'est l'écart à la linéarité de l'évolution de phase des signaux qui se traduit dans le plan temps-fréquence par un spectre fonction du temps. Tous les ET ne conduisant pas, loin s'en faut, à une évolution de phase non-linéaire, ils ne peuvent donc pas tous être détectés par la TO. Celle-ci ne permet de détecter qu'une partie des ET et ce malgré des calculs très lourds pour une application en granulométrie optique.

### 3.4.3 Conclusion

La Transformée par Ondelettes (TO) s'avère être, pour l'élimination des ET, d'emploi lourd et décevant. Outre ses piètres performances pour cette application face à la CSDW (qui permettrait entre autres de mesurer des évolutions de phase linéaires), l'élimination des ET par l'approche basée sur le traitement du signal s'est avérée moins performante que les autres méthodes développées au cours de ce travail. Cette analyse, basée sur le module de la TO, est perturbée par les variations d'amplitude des signaux. Des recherches bibliographiques montrent cependant que, dans l'hypothèse de signaux stationnaires, l'utilisation de la phase de la TO [108, 109] semblerait éliminer ce problème [2] (Bien que les quelques tentatives effectuées dans ce sens par l'auteur, n'ont pas été probantes).

Notons que Ibrahim et al [110] ont récemment testé divers algorithmes d'analyse temps-fréquence des signaux phase Doppler, avec pour but d'améliorer les mesures de phase et de fréquence. Leurs conclusions sur la TO, vis à vis de l'analyse de Fourier à fenêtre glissante, sont identiques aux nôtres [1].

En guise de perspective, nous dirons que la TO pourrait s'avérer intéressante, en raison du caractère "multi-échelles" de son analyse, pour l'étude de signaux plus complexes [111] tels que ceux donnés par des particules irrégulières [29].



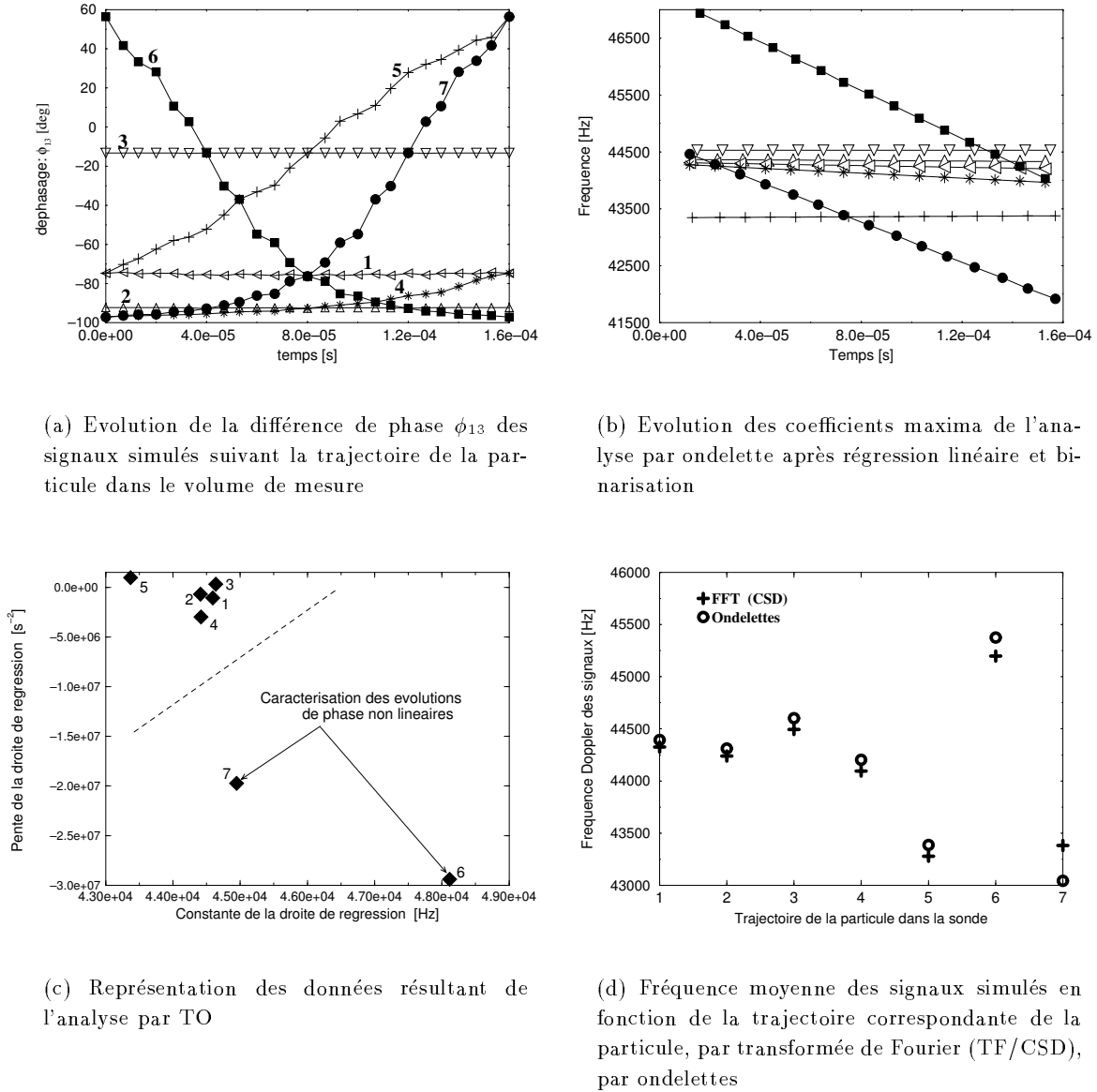


FIG. 3.10 - Résultats de l'analyse par Transformée par Ondelettes et Transformée de Fourier de signaux, simulés par TLMG, sujets à des effets de trajectoire. (a) Evolution de phase des signaux simulés, (b) régression linéaire sur les spectres temps-fréquence obtenus par l'analyse par TO, (c) pentes des régressions linéaires des courbes de la figure (b), (d) fréquence moyenne des signaux déduite par TO et CSD.

## Appendice C

### Simulation "formelle" des signaux phase Doppler

Les signaux simulés ont été obtenus en modulant, par une fonction exponentielle, une fonction sinus, et par l'ajout d'un terme de bruit blanc avec distribution d'amplitude gaussienne:

$$s(t) = g(t) + n(t) \quad (3.17)$$

où  $g(t)$  est le signal,

$$g(t) = a_0 \sin(\omega t) \exp^{-b(t-t_0)^2} \quad (3.18)$$

$a_0$  est un terme d'amplitude,  $\omega$  la fréquence,  $b$  la largeur de la "bouffée Doppler",  $t_0$  la position de son centre,

et le bruit  $n(t)$ , avec distribution gaussienne d'amplitude s'écrit:

$$P_G(n) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_n^2} e^{\frac{-n^2}{2\sigma_n^2}} \quad (3.19)$$

où  $P_G(n)$  est la densité de probabilité de la fonction d'amplitude du bruit  $n(t)$  et  $\sigma$  l'écart type de  $n(t)$ .

Le Rapport Signal sur bruit (RSB), exprimé en décibels, est défini par:

$$SNR = 10 \log_{10} \left[ \frac{\text{variance du signal}}{\text{variance du bruit}} \right] \quad (3.20)$$

Dans notre cas, nous utiliserons plus directement, la définition du RSB donnée dans Nakajima et al [112, 113]:

$$SNR = 0.47 \frac{a_0}{\sigma_n} \quad (3.21)$$



## Chapitre 4

# La géométrie "Standard Modifiée"

Dans les cartes TLMG de différence de phase de la figure 2.3, il existe une zone du volume de mesure où il n'y a pas d'évolution de phase, i.e.: il n'y a pas d'Effets de Trajectoire (ET). Cette région de la sonde est visitée lorsque les particules franchissent le volume de mesure du côté des détecteurs. La trajectoire des particules n'étant pas connue, nous dirons grossièrement qu'un signal sur deux est potentiellement sujet à un ET sans qu'il soit obligatoirement discernable des signaux "corrects" (voir le chapitre précédent).

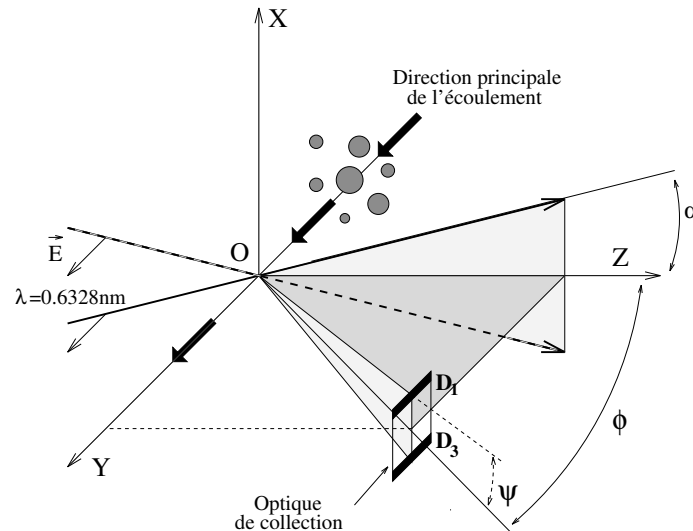


FIG. 4.1 - *Géométrie Standard Modifiée.*

Du fait qu'une partie de la sonde est libre d'ET, on peut se demander s'il n'est pas possible d'obliger les particules à la traverser ou, en d'autres termes, s'il n'existe pas une géométrie phase Doppler qui permette d'assurer que chaque particule détectée traverse au moins à un instant donné cette zone, ceci afin d'assurer qu'une partie du signal véhicule la phase attendue.

La première géométrie proposée satisfaisant à la condition précédente est la géométrie dite "plane" [4, 5]. Les caractéristiques de celle-ci seront néanmoins introduites, pour plus de clarté, dans le chapitre suivant. La deuxième géométrie proposée dite "Standard modifiée" ou "SM" [8, 15, 10, 9] est présentée et discutée dans ce chapitre.

## 4.1 Principe de la méthode de correction

• La figure 4.1 présente la géométrie SM pour un système phase Doppler à une seule composante de vitesse (deux détecteurs symétriques,  $D_1$  et  $D_3$ ). L'unique différence de cette géométrie, face à une géométrie standard, réside dans la direction attendue des particules. Celle-ci est suivant ( $OY$ ) au lieu de ( $OX$ ), soit à  $90^\circ$  de la direction courante.

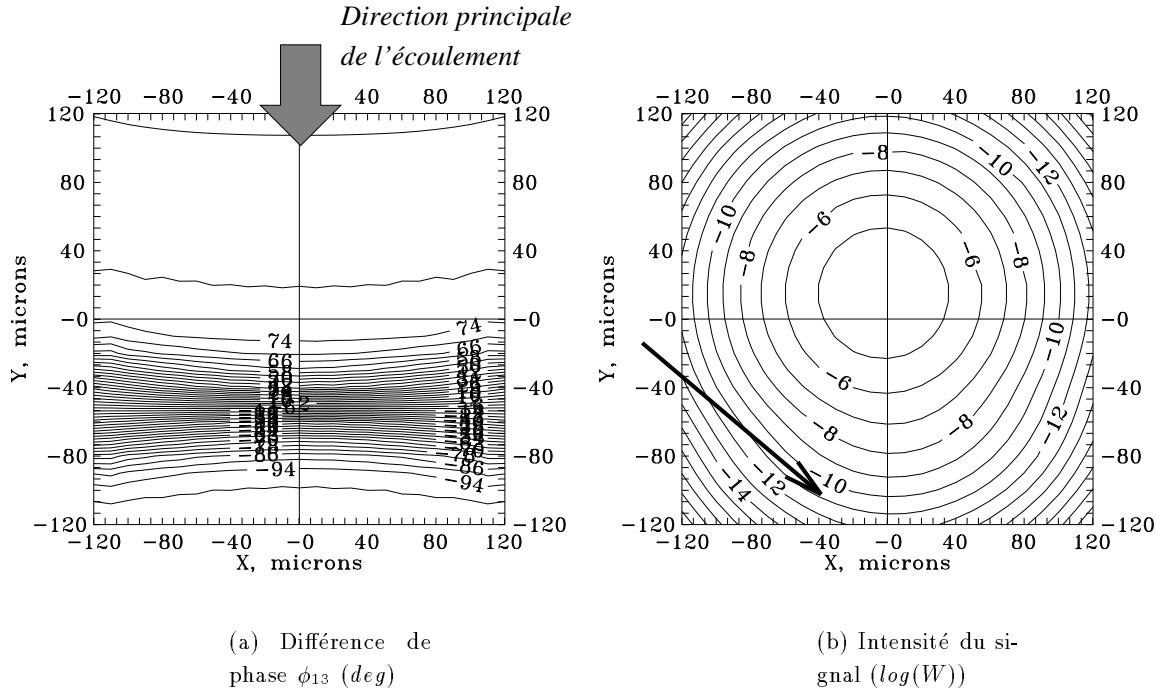


FIG. 4.2 - Cartes TLMG correspondant à la phase et à l'intensité du signal produit par une goutte d'eau de  $40\mu m$ , en fonction de sa position dans le plan ( $XOY$ ) de la sonde (diamètre à  $1/e^2$  de  $80\mu m$ ).

• La figure 4.2 montre les cartes de différence de phase et d'intensité obtenues pour différentes positions dans le volume de mesure d'une goutte d'eau de  $40\mu m$ . Les paramètres optiques de cette géométrie sont *strictement identiques* à ceux définis dans le tableau 2.1 (détecteurs  $D_1$  et  $D_3$ ). Néanmoins, la direction principale pour les particules n'est plus parallèle aux lignes isophases mais perpendiculaire (comme l'indique la flèche (grise) dans la figure (a))<sup>1</sup>. La phase attendue est dans ces conditions et pour un éclairement plan de  $76.8^\circ$ .

Dans la figure 4.2(a), toute trajectoire parallèle à ( $OY$ ) conduit en début de trajectoire (et donc de signal) à une différence de phase constante ( $\approx 80^\circ$ ) qui correspond à la phase attendue. Elle évolue ensuite fortement (de  $78$  à  $-98^\circ$ ), ce qui est le signe d'un effet de trajectoire.

La figure 4.2(b) montre qu'à la zone de différence de phase constante de la figure (a) correspond une zone de maximum d'intensité diffusée. Au maximum d'intensité (localisé par  $X \approx 0$ ,  $Y \approx 20\mu m$ ), la phase vaut  $76^\circ$ , ce qui est très proche de celle attendue pour un éclairement plan.

<sup>1</sup>Cette remarque implique que la géométrie SM ne permet la mesure simultanée de taille et de la composante principale de vitesse des particules que lorsqu'un système à deux composantes est utilisé.

Le maximum du signal indique en fait la position dans le signal autour de laquelle les ET n'existent pas. Une mesure de la phase du signal autour de cette zone permet ainsi d'éliminer les biais engendrés par les ET. Ce phénomène a été observé pour d'autres types de particules et paramètres optiques. Il correspond au principe de base sur lequel repose la méthode de correction des ET que nous avons proposée dans [4, 5].

#### 4.1.1 Interprétation

Lorsqu'une particule traverse la sonde d'un système SM, elle est détectée par des détecteurs placés, en première approximation, dans le plan  $(YOZ)$ , figure 4.3. **Le profil d'intensité dans la sonde pondère ainsi successivement dans le temps les poids respectifs de la lumière réfractée et réfléchi diffusée par la particule.** En reprenant les notations introduites dans le chapitre 2 (figure 2.1), il vient que le maximum de lumière collectée réfractée par la particule ( $E.R$ ) est toujours d'intensité très supérieure au maximum de lumière qu'elle diffuse par réflexion ( $E.r$ ), avec ( $E.R \gg E.r$ ). Pour des trajectoires suivant  $(OY)$  une particule réfractante/réfléchissante produira toujours un signal où les poids respectifs des contributions maximales sont dans le rapport de celles données pour un éclairage plan.

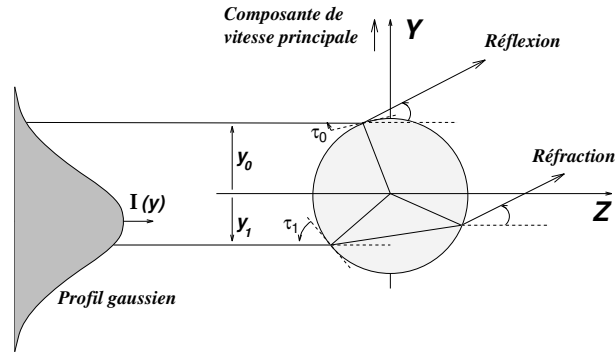


FIG. 4.3 - Schéma simplifié des processus de diffusion successifs d'une particule réfractante ( $m > 1$ ) vers l'avant (en dehors de la zone de diffraction).

- La séparation dans le temps des deux processus de diffusion provient de la vitesse des particules mais également de la différence des paramètres d'impact entre les rayons collectés. La figure 4.4 présente l'évolution de la valeur absolue du paramètre d'impact des rayons réfracté ( $y_1$ ) et réfléchi ( $y_0$ ), pour des particules de différents indices de réfraction ( $m = 1.2, 1.33, 1.5, 1.6$ ) et en fonction de l'angle de collection ( $\approx \theta$ , diffusion). Les paramètres d'impact de la réflexion et de la réfraction sont normalement opposés ( $y_0 < 0$  et  $y_1 > 0$ ). Ils sont pris en valeur absolue dans la figure. La somme  $y_0 + y_1$  correspond ainsi à l'écart entre les paramètres d'impact des rayons diffusés par réfraction et réflexion, dans la direction  $\theta$ .

Lorsque  $\theta$  augmente,  $y_0 + y_1$  augmente significativement: la séparation entre les deux processus de diffusion augmente avec l'angle de collection. La valeur  $\theta = 30^\circ$ , courante pour l'APD classique, est proche de la valeur maximale (autour de  $50^\circ$  pour l'eau). Elle est donc parfaitement indiquée pour la géométrie SM et sa procédure d'élimination des ET (l'influence du poids relatif des contributions réfractée et réfléchi est discutée dans le chapitre 8).

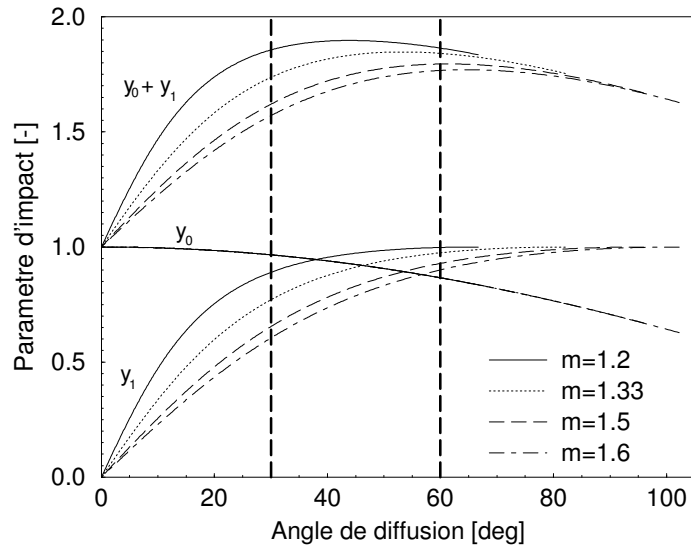


FIG. 4.4 - Evolution des paramètres d'impact des rayons réfléchis et réfractés, ainsi que leur somme, dans la direction  $\theta$ . L'indice des particules intervient en paramètre.

#### 4.1.2 Exemple d'application sur un signal simulé par TLMG

• La figure 4.5(a) correspond à la simulation du signal phase Doppler produit par une goutte d'eau qui traverse un volume de mesure suivant l'axe ( $OY$ ). Les paramètres optiques de la simulation sont identiques à ceux de la figure 4.2. Le signal phase Doppler est donné en fonction du temps (une vitesse de la goutte suivant ( $OY$ ) de  $1\text{ m/s}$  a été simulée). Les oscillations du signal proviennent de la simulation d'un défilement des franges à une fréquence de  $4\text{ MHz}$  et du faible taux d'échantillonnage (4 points par cycle).

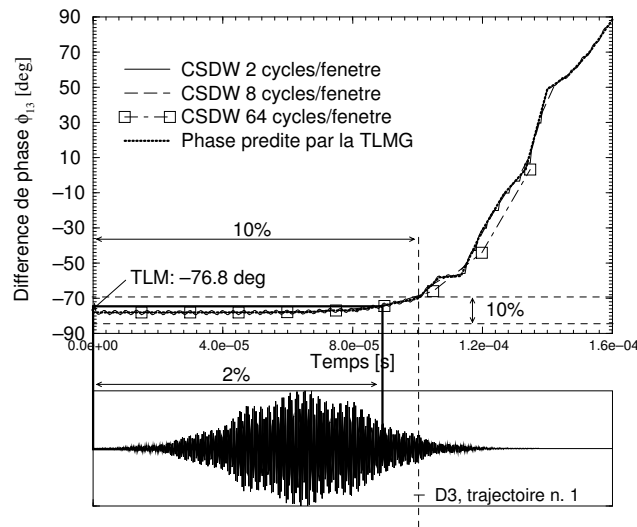


FIG. 4.5 - Calcul par TLMG de l'évolution de phase du signal phase Doppler produit par une goutte d'eau de  $40\mu\text{m}$  traversant une sonde de  $80\mu\text{m}$  de diamètre. La trajectoire de la goutte se fait suivant l'axe ( $OY$ ) avec une vitesse de  $1\text{ m/s}$ .

L'évolution de phase (de signe opposé à celui de la figure 4.2 (a)) correspondant à ce signal, ainsi que les résultats de son analyse par CSDW <sup>2</sup> sont donnés. Différentes largeurs de la fenêtre d'analyse (2, 8, 16, 64 cycles) ont été considérées pour l'analyse par CSDW.

L'évolution de la différence de phase est décomposable en deux parties principales: Pour  $t < 9.10^{-5}s$ , l'évolution est très faible: moins de 2% de variation par rapport à la phase (et donc sur la taille) prédite par la TLM (-76.8 deg). Pour  $t > 10^{-4}s$ , l'évolution est beaucoup plus forte. L'intensité maximale du signal est comprise dans la zone de faible évolution de phase. Une mesure de cette dernière autour du maximum du signal conduit ainsi à une incertitude sur la mesure de taille de moins de 2%.

Remarquons que l'analyse par CSDW de ce signal permet de suivre son évolution de phase dans les trois cas traités, avec pour le cas d'une fenêtre d'analyse de 64 *cycles* par fenêtre, un phénomène de lissage plus important.

### 4.1.3 Relation phase diamètre

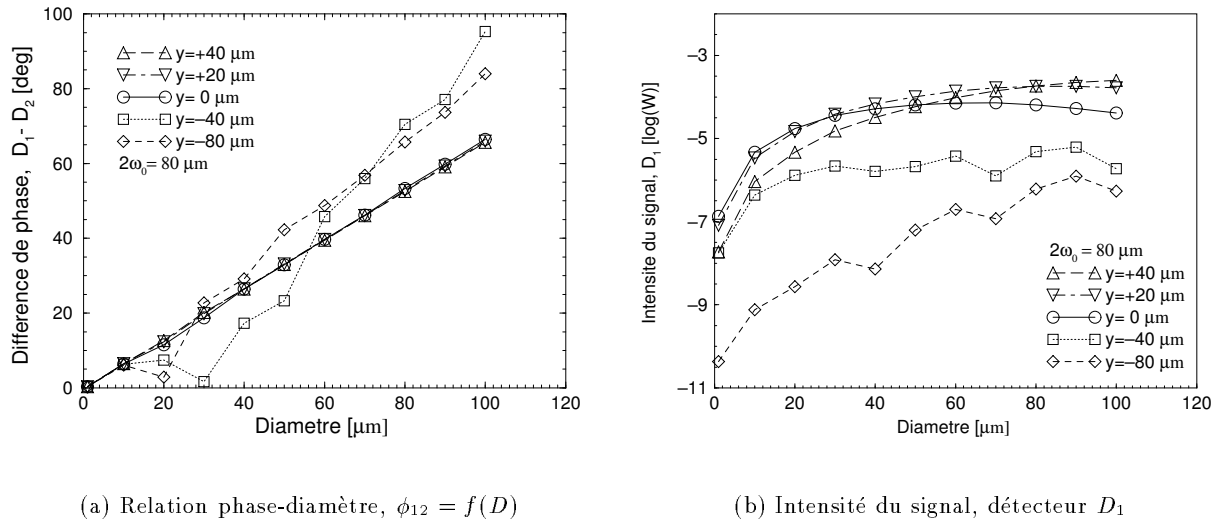


FIG. 4.6 - Diffusion avant à  $\phi = 30^\circ$ , cas de gouttes d'eau

• La figure 4.6 présente la relation phase diamètre calculée pour la géométrie précédente, ainsi que l'évolution de l'intensité du signal issu du détecteur  $D_1$ . Notons que la différence de phase est calculée ici entre  $D_1$  et  $D_2$  (et non  $D_3$ ). La position des particules sur l'axe ( $OY$ ) intervient en paramètre. Compte tenu de la géométrie, les particules diffusent principalement par réfraction (processus attendu) pour  $Y > 0$  et par réflexion (processus indésiré) pour  $Y < 0$ . De toutes les courbes de la figure 4.6(a) seules celles pour lesquelles  $Y \geq 0$  peuvent être considérées comme linéaires. La figure 4.6(b) montre par ailleurs que ces courbes correspondent à des maxima d'intensité. La méthode de correction proposée s'applique donc bien à une large dynamique de taille.

Remarquons que les prédictions de l'onde plane se confondent avec celles pour un éclaircissement

<sup>2</sup>voir le chapitre 3,



non uniforme lorsque  $Y \geq 0$  et donc autour du maximum d'intensité. La courbe de calibration d'un système SM avec prélèvement de la phase autour du maximum des signaux pourra donc être considérée comme correctement prédite par un calcul fait pour un éclairage plan (TLM).

## 4.2 Sensibilité de la méthode à l'orientation des trajectoires

Pour les trajectoires parallèles à une direction ( $OY$ ), la géométrie SM et son traitement du signal permettent d'éliminer les biais sur les mesures de tailles dues aux ET.

Cependant, dans les écoulements turbulents avec des zones de fortes recirculations, les trajectoires des particules ne sont pas toujours parallèles à une direction connue. Il nous faut donc évaluer la sensibilité de notre méthode de correction des ET à la direction des trajectoires. En effet, pour une trajectoire telle que celle indiquée par la flèche dans la figure 4.2 (*b*), le maximum d'intensité ne correspond pas à une zone de la carte de phase (*a*) où la phase est correcte. Dans ce cas, une erreur sur le diamètre mesuré est probable.

### Procédure

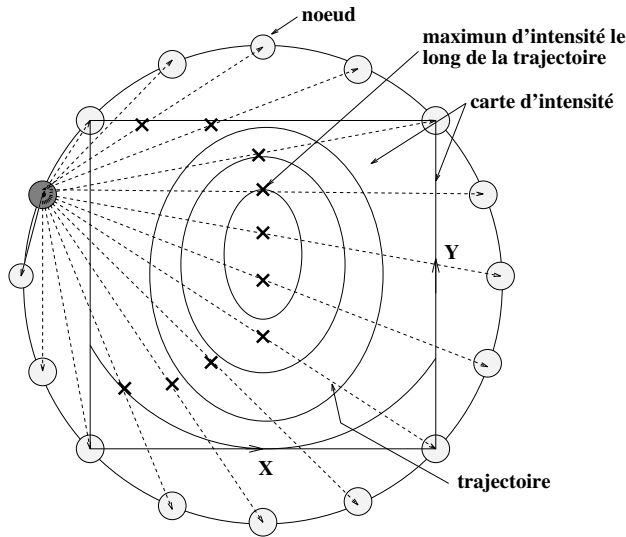
On peut simuler à partir de cartes telles que celles présentées par la figure 4.2, un grand nombre de trajectoires de la goutte de  $40\mu m$  dans la coupe ( $XOY$ ) de la sonde. Pour cela, on peut définir un cercle circonscrit aux dimensions des cartes simulées par TLMG, sur lequel sont répartis des "noeuds", voir la figure 4.7*a*). A partir de chacun des noeuds, on peut tirer des trajectoires allant vers les autres noeuds, soit  $N * (N - 1)$  trajectoires nominales. Le nombre de noeuds dans la figure 4.7*b*) est limité à 36. Pour les calculs présentés dans ce qui suit, il est de 360, soit un noeud tous les  $1^\circ$ , ce qui définit 129240 trajectoires nominales. Dans la figure 4.7*b*) il est important de noter qu'un test d'intensité minimum du signal le long des trajectoires a été introduit (voir plus loin).

A partir de la carte d'intensité, lorsque les points d'une trajectoire donnée sont contenus dans les dimensions de la carte, une interpolation polynomiale et une recherche du maximum en intensité le long de la trajectoire sont effectuées. Ce maximum localisé par ses coordonnées permet à son tour de déterminer la phase interpolée (à partir de la carte de phase) que donnerait un système phase Doppler ne mesurant la phase des signaux qu'autour de leur maximum.

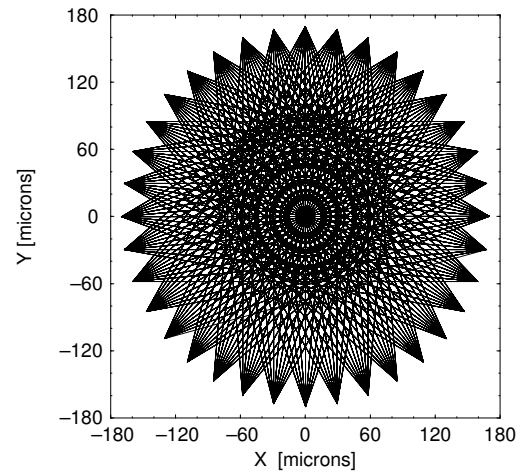
Une dynamique sur l'intensité de 1600 est une condition limite supérieure pour les systèmes phase Doppler. Elle correspond à une dynamique sur le logarithme de l'intensité de 3.2 et de typiquement 40 sur la taille des particules détectables. Pour la goutte d'eau considérée ici, cela implique, puisque l'intensité maximale qu'elle diffuse est de  $\approx 10^{-4.2}W$ , un seuil de détectabilité de  $10^{-7}W$ . D'après la figure 4.2(*b*), ce critère implique que cette goutte n'est détectable que lorsqu'elle est située dans une région définie par un disque de centre ( $X = 0$ ,  $Y = 16\mu m$ ) et de rayon  $\approx 75\mu m$ . Cette condition sur la dynamique en intensité se retrouve, d'ailleurs, dans la figure 4.7(*b*) par:

*i*) l'apparition d'une zone centrée sur la position correspondant au signal maximum et dissymétrique,

*ii*) seules les trajectoires s'approchant de cette région sont validées: les trajectoires entre les noeuds proches ne sont pas validées.



(a) Principe de la génération des trajectoires dans la sonde



(b) Exemple de tirage pour 36 noeuds avec l'introduction du critère sur la dynamique de taille.

FIG. 4.7 - Tirage de trajectoires à partir des cartes TLMG.

Le calcul pour chaque trajectoire de son angle d'inclinaison par rapport à la direction ( $OX$ ) ou ( $OY$ ) permet de ne retenir que certaines trajectoires (figure 4.8) et ainsi de faire varier l'écart à la direction principale d'un écoulement monodispersé "turbulent"....

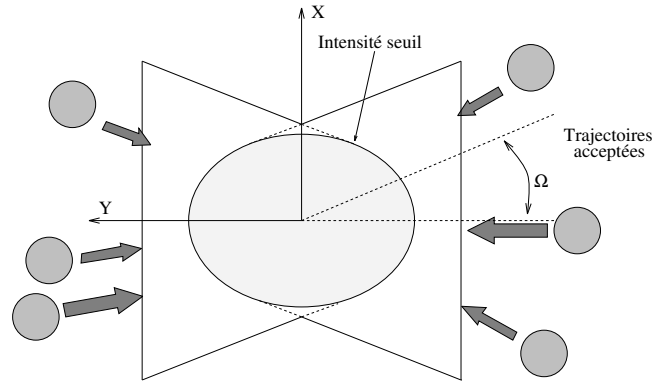


FIG. 4.8 - Définition d'un domaine angulaire et d'un seuil d'intensité pour l'acceptation des trajectoires.

D'autres critères peuvent être rajoutés pour sélectionner les trajectoires: le nombre minimum de cycles par signal ( $\approx$  la longueur du signal), le rapport de phase si 3 détecteurs sont utilisés... L'influence de ces critères est testée dans le chapitre 5.

Afin d'obtenir des résultats plus aisés à interpréter que des valeurs de phase, chaque phase obtenue pour une trajectoire est convertie en un diamètre "dédit", ceci à partir de la relation phase-diamètre calculée au préalable pour un éclaircissement uniforme de la goutte, comme le ferait

un système phase Doppler réel. La pente de la relation phase-diamètre est ainsi de  $D = 1.97^\circ/\mu m$  pour la réfraction (dominante) et de  $D = -2.45^\circ/\mu m$  pour la réflexion. Les diamètres obtenus peuvent eux-mêmes être présentés sous la forme d'histogrammes de tailles (largeur d'une classe:  $4\mu m$ , soit 10% de la taille réelle de la goutte nominale).

## Résultats

• La figure 4.9 présente 3 histogrammes de taille correspondant à la simulation de la mesure de taille de la goutte d'eau de  $40\mu m$ . La condition commune imposée pour les trois simulations est une dynamique de 3.2 sur le logarithme de l'intensité.

**Figure 4.9(a), cas de trajectoires isotropes:** Toutes les orientations possibles des trajectoires validées par le critère d'intensité ont été conservées pour la constitution de cet histogramme de taille. Le nombre de trajectoires ainsi validées est de 39442. Les diamètres moyens déduits sont le diamètre arithmétique:  $D_{10} = 42.4\mu m$  (écart type de  $110\mu m$ ), le diamètre "surfactive"  $D_{20} = 49.0\mu m$ , le diamètre "volumique"  $D_{30} = 92.8\mu m$ , le diamètre de "Sauter"  $D_{32} = 60.6\mu m$ . Il sont définis par (où  $n(D)$  présente la fonction densité de probabilité de mesurer le diamètre  $D$ ):

$$D_{pq} = \left[ \frac{\int n(D) D^p dD}{\int n(D) D^q dD} \right]^{\frac{1}{p-q}} \quad (4.1)$$

Dans cet histogramme trois points sont remarquables:

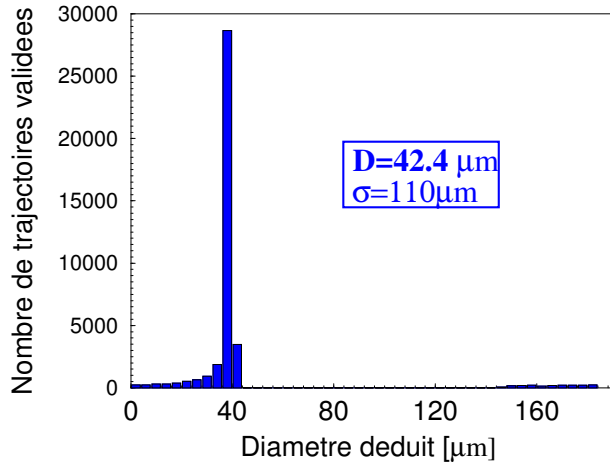
- La classe de taille correspondant au diamètre nominal est de loin la plus importante.
- Les diamètres déduits "s'étalent" vers les petites tailles. Ceci s'explique (d'après la figure 4.2a) par l'existence d'une région de la sonde (intensité du signal importante) où la différence de phase diminue lentement.
- Il y a apparition de "mesures" de taille entre  $144$  et  $184\mu m$ . Ce type d'erreur est dû à la détection de la goutte sur un mode de réflexion. Peu nombreuses, moins de 0.25% en nombre, elles induisent des erreurs conséquentes sur les flux en masse. Le diamètre moyen volumique  $D_{30}$  est en effet double de sa valeur réelle.

**Figure 4.9(b) , trajectoires "standard" inclinées de moins de  $\pm 30^\circ$ :** Seules les trajectoires d'inclinaison comprise entre  $-30^\circ$  et  $30^\circ$  par rapport à l'axe ( $OX$ ) sont considérées ici. *La géométrie phase Doppler est classique.*

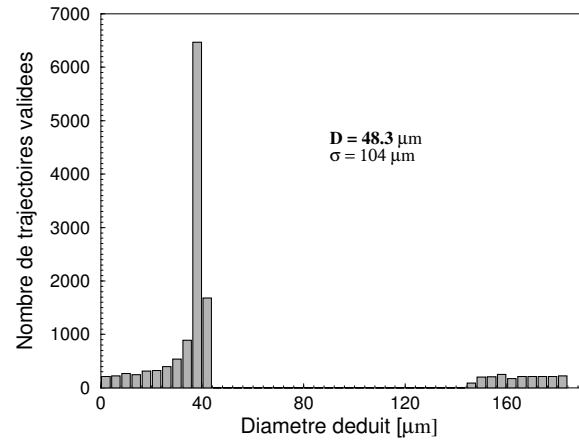
Les diamètres moyens déduits sont de  $D_{10} = 48.3\mu m$  (écart type  $104\mu m$ ),  $D_{20} = 48.3\mu m$ ,  $D_{30} = 80.3\mu m$ ,  $D_{32} = 50.1\mu m$ . 13566 trajectoires ont été validées dans ce secteur angulaire.

Les mêmes remarques que celles faites pour le cas (a) s'appliquent ici. On peut cependant noter un accroissement important des erreurs *relatives* qui s'explique à partir du troisième cas.

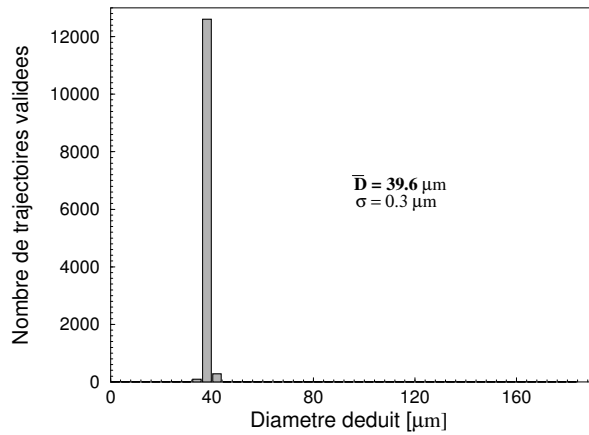
**Figure 4.9(c), trajectoires SM inclinées de moins de  $\pm 30^\circ$ :** Seules les trajectoires validées d'inclinaison comprise entre  $-30^\circ$  et  $30^\circ$  par rapport à l'axe ( $OY$ ) sont considérées. Ce cas simule la mesure du même écoulement que dans le cas (b) mais avec une géométrie Standard Modifiée. Les diamètres moyens déduits sont de  $D_{10} = 39.6\mu m$



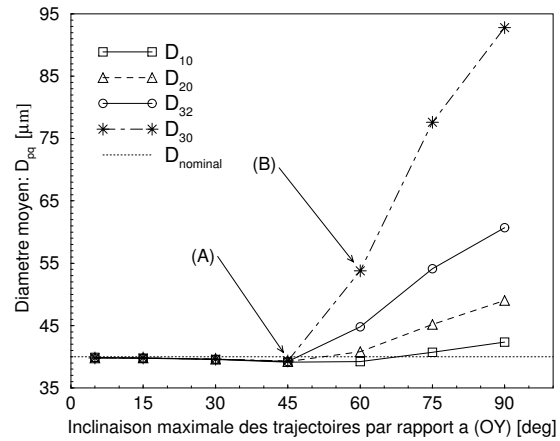
(a) Histogramme de taille pour une répartition des trajectoires: isotrope



(b) Histogramme de taille pour les particules de trajectoires inclinées de moins de  $30^\circ$  par rapport à l'axe (OX): géométrie standard



(c) Histogramme de taille pour les particules de trajectoires inclinées de moins de  $30^\circ$  par rapport à l'axe (OY): géométrie Standard Modifiée



(d) Evolution des diamètres moyens déduits, pour la goutte de  $40\mu m$  de diamètre, en fonction de l'inclinaison maximale de ses trajectoires dans la sonde par rapport à l'axe (OY)

FIG. 4.9 - Diamètre nominal de la particule:  $40\mu m$ . Sur 39442 trajectoires validées par le critère de dynamique sur l'intensité, 39442 sont acceptées dans le cas a), 13566 dans le cas b) et 12984 dans le cas c).

(écart type  $0.3\mu\text{m}$ )  $\approx D_{20} = 39.0 \approx D_{30} \approx D_{32}$ . 12984 trajectoires ont été validées dans ce secteur angulaire.

La légère infériorité du nombre de trajectoires validées par rapport au cas (b) est due à la nature légèrement ovoïde des lignes d'iso-intensité, figure 4.2 (b). Cette dissymétrie des lignes iso-intensité est elle-même due à la présence de deux maxima d'intensité. Le plus important est localisé en ( $Y < 0$ ) et est dû à la lumière réfractée par la goutte. Le second est localisé en ( $Y > 0$ ) et est dû à la lumière réfléchiée par la goutte. La qualité de la mesure de taille est ici bien meilleure que dans les cas précédents. L'histogramme de taille est pratiquement centré sur une seule classe de diamètres.

La géométrie Standard Modifiée est donc infiniment plus apte à éliminer les effets de trajectoire que la géométrie classique.

- La figure 4.9 (d) montre l'évolution des diamètres moyens  $D_{10}$ ,  $D_{20}$ ,  $D_{30}$ ,  $D_{32}$ , en fonction de l'écart angulaire  $\Omega$  maximal des trajectoires à l'axe ( $OY$ ).

Pour les valeurs de  $\Omega$  inférieures à  $45^\circ$ , les 4 diamètres sont quasiment égaux. Ensuite, région (A), on note une légère décroissance des diamètres moyens. Il y a apparition, comme dans les cas (a) et (b), de "mesures" correspondant à des tailles plus faibles. Lorsque  $\Omega > 60^\circ$ , région (B), il y a une forte augmentation des diamètres volumiques et de Sauter, alors que celle des autres diamètres moyens est plus réduite. Cette dernière valeur pour l'inclinaison des trajectoires est une limite pour la technique de correction proposée. En effet, pour des directions complètement isotropes des trajectoires des gouttes,  $\Omega = 90^\circ$ , la qualité de la correction des ET s'écroule. Cette configuration est néanmoins un cas extrême pour lequel le système à Deux Modes, introduit dans le chapitre 6, a été développé.

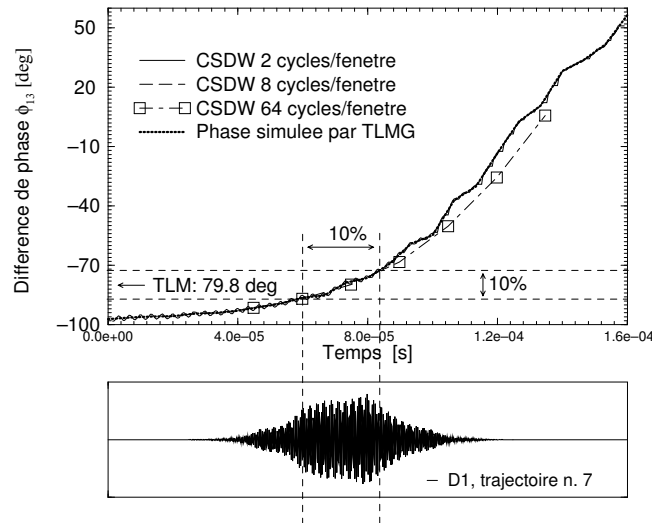


FIG. 4.10 - Calcul par TLMG de l'évolution de phase du signal phase Doppler produit par une goutte d'eau de  $40\mu\text{m}$  traversant une sonde de  $80\mu\text{m}$  de diamètre. La géométrie est du type "Standard Modifiée" avec collection à  $150^\circ$  vers l'arrière. La trajectoire de la goutte est suivant  $X=-Y$  ( $\Omega > -45^\circ$ ), avec une vitesse de  $1\text{ m/s}$ . Un décalage en fréquence de  $4\text{MHz}$  entre les faisceaux incidents a été simulé.

### 4.3 Cas de la diffusion arrière

La géométrie SM et son mode de correction des ET s'applique également aux mesures en rétrodiffusion. Rappelons que ce type de mesures autour de  $125 - 160^\circ$  (soit  $20 - 55^\circ$  vers l'arrière) est connu pour être particulièrement sensible aux ET [114, 3]. Les mesures vers l'arrière présentent cependant l'avantage de pouvoir être effectuées à partir d'un seul accès optique pour l'émission et la collection, condition stricte pour certaines applications. La diffusion dans cette région angulaire est principalement due à :

- la réflexion externe ( $p = 0$ ) de la lumière,
- la réfraction du deuxième ordre ( $p = 2$ ), qui correspond à la lumière qui s'est réfléchi une fois à l'intérieur des particules, pour ressortir vers l'arrière.

L'intensité de la réfraction est en fait beaucoup moins importante que celle d'ordre  $p = 1$ . Elle est de plus, pour les liquides courants, à peine supérieure à celle de la réflexion. La phase des signaux collectés est de ce fait beaucoup plus sensible à l'interférence entre ces deux modes principaux de diffusion et donc aux ET.

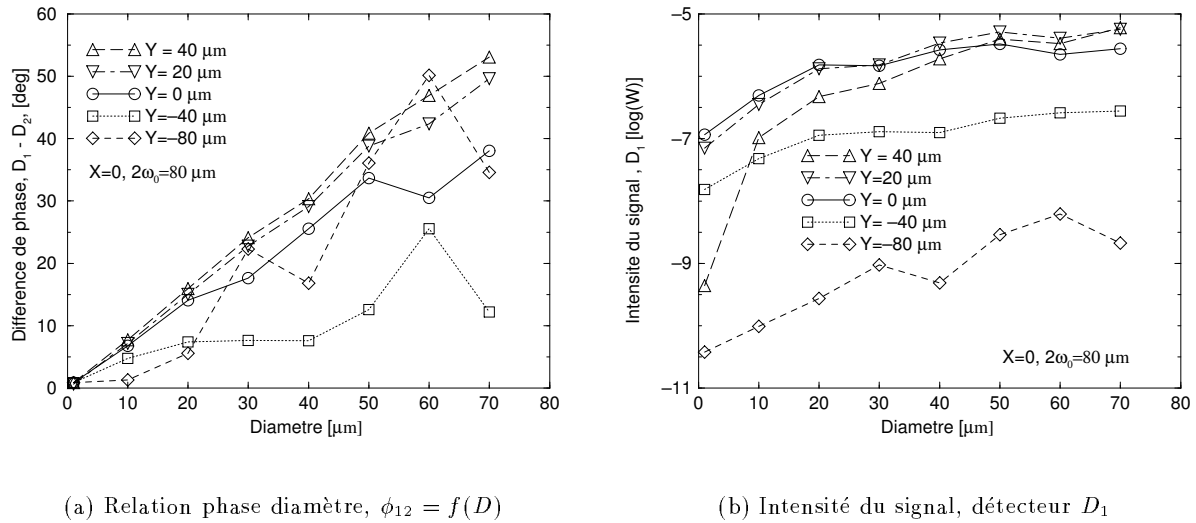


FIG. 4.11 - (a) Relations phase-diamètre et (b) intensité-diamètre pour la diffusion arrière à  $\phi = 150^\circ$  de gouttes d'eau en fonction de leur position suivant ( $OY$ ) ( $X = Z = 0$ ).

• La figure 4.10 présente le signal simulé par TLMG produit par une goutte d'eau de  $40 \mu\text{m}$  observée en rétrodiffusion à  $150^\circ$ . La géométrie phase Doppler simulée est la même que dans les cas précédents (à l'angle de diffusion près). La trajectoire de la goutte est ici suivant la direction  $Y = -X$ , soit la trajectoire  $n.7$  dans la figure 3.1.

Dans ce cas, l'évolution de phase est répartie sur toute la durée du signal. Le maximum du signal est plus difficile à localiser que dans le cas de la figure 4.5(a). Cependant, la phase diffère de moins de 10% de celle prédite par la TLM ( $-79.8^\circ$ ).

L'évolution de phase du signal, plus étalée pour la diffusion arrière que pour la diffusion avant, vient de ce que dans cette direction les poids respectifs des lumières réfractée et réfléchi sont plus proches, de même que les paramètres d'impacts correspondants.

Notons que les mesures vers l'arrière avec une géométrie classique sont généralement admises

comme très difficiles, voire impossibles. La simulation d'une mesure à mieux que 10% (pour une trajectoire inclinée de  $45^\circ$  par rapport à la direction attendue), avec la géométrie Standard Modifiée, est donc un *excellent* résultat [30].

- La figure 4.11 présente la relation phase diamètre calculée pour cette géométrie ainsi que l'évolution de l'intensité du signal issu du détecteur  $D_1$ . La différence de phase est calculée ici entre  $D_1$  et  $D_2$ . La trajectoire des particules sur l'axe  $(OY)$  intervient en paramètre. Compte tenu de la géométrie, les particules diffusent principalement par réfraction (processus attendu) pour  $Y > 0$  et réflexion (processus indésiré) pour  $Y < 0$ .

De toutes les courbes de la figure 4.11(a) seules celles correspondant à  $Y > 0$  peuvent être considérées comme linéaires. La figure 4.11(b) montre par ailleurs que ces courbes correspondent à des maxima d'intensité. Ceci signifie que la mesure de la phase autour du maximum des signaux phase Doppler permet également de s'affranchir des ET. Cela ne serait pas le cas avec une géométrie standard pour laquelle toutes les positions suivant  $Y$  seraient visitées (au seuil d'intensité près).

#### 4.4 Cas des particules réfléchissantes (bulles...)

Nous considérons ici dans un exemple unique les bulles (particules de gaz dans un liquide)<sup>3</sup>, dont l'importance industrielle est manifeste [115, 9].

Les bulles (particules qualifiées de "réfléchissantes" ( $m < 1$ )) diffusent vers l'avant principalement par réflexion. Ce mode de diffusion est donc celui attendu lors de mesures par APD.

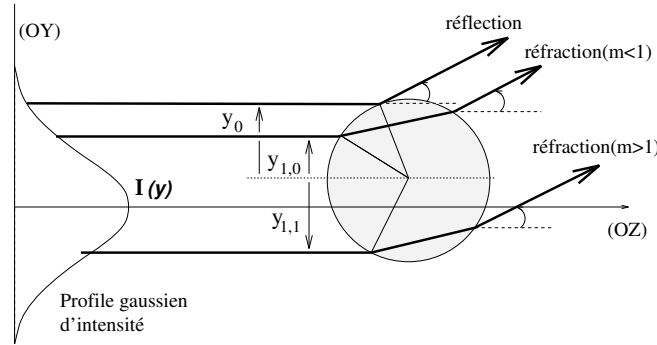


FIG. 4.12 - Les paramètres d'impacts pour la réflexion et la réfraction sont ici de signes opposés pour une particule réfractante ( $m > 1$ ), mais ils sont de même signe et très proches pour une particule réfléchissante ( $m < 1$ ), en diffusion avant.

- La figure 4.12 schématise la diffusion vers l'avant d'une particule réfléchissante ( $m < 1$ ) et réfractante ( $m > 1$ ). Dans le cas où ( $m > 1$ ), les paramètres d'impact des rayons émergents de la particule ont des paramètres d'impact de signes opposés,  $y_0$  et  $y_{1,1}$  pour la réflexion et la réfraction. Ces deux paramètres sont également très différents (figure 4.4). Le signal produit par une particule est de ce fait très sensible au profil gaussien d'intensité dans la sonde et donc aux

<sup>3</sup> Les particules réfléchissantes métalliques, absorbantes,... ne sont pas considérées ici car celles-ci, ne diffusant pratiquement pas par réfraction, ne conduisent pas à des ET, voir le chapitre 12

ET.

Dans le cas des bulles ( $m < 1$ ), les paramètres d'impact des rayons émergeants vers l'avant par réflexion  $y_0$  et réfraction  $y_{1,0}$ , sont de mêmes signes et très proches. Le mode de diffusion de ces particules est donc moins sensible au profil d'intensité dans la sonde. La mesure des particules réfléchissantes est donc par cet aspect moins sensible aux ET.

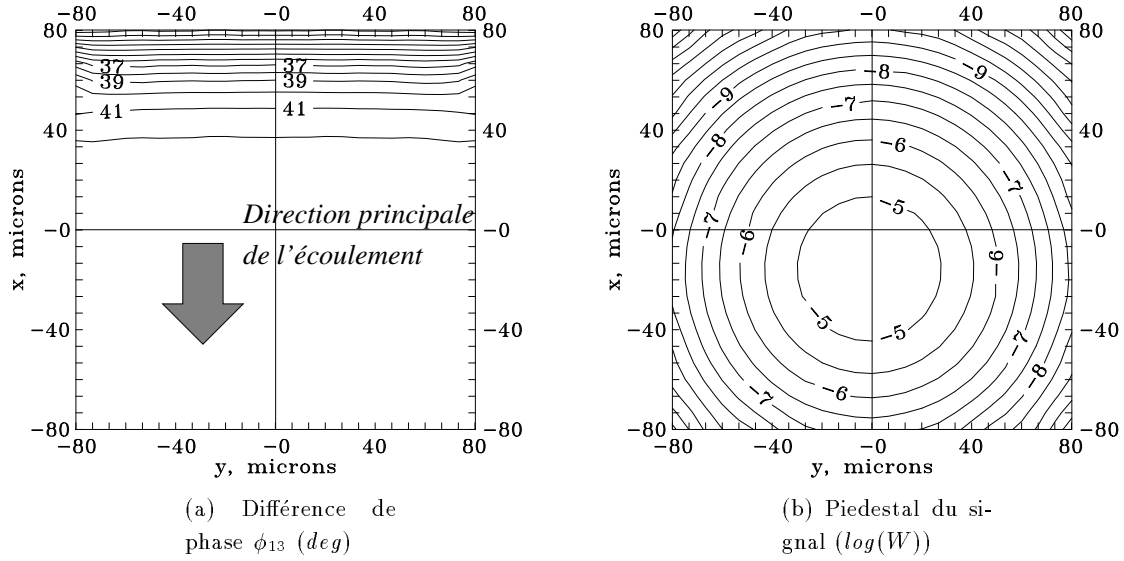


FIG. 4.13 - Cartes TLMG correspondant à l'intensité et à la phase du signal produit par une bulle d'air ( $D = 40\mu\text{m}$ ) placée dans l'eau, en fonction de sa position dans le plan ( $XOY$ ) de la sonde optique (diamètre à  $1/e^2$  de  $80\mu\text{m}$ ).

- La figure 4.13 présente la carte TLMG de phase et d'intensité correspondant à la diffusion à  $30^\circ$  vers l'avant d'une bulle d'air de  $40\mu\text{m}$  placée dans l'eau, en fonction de sa position dans la sonde (paramètres de la figure 4.2).

La carte de phase présente le même type d'évolution de phase que celle observée pour la goutte d'eau. La diffusion à  $30^\circ$  par les bulles est généralement supposée être uniquement due à la réflexion externe. Ce n'est en fait pas le cas (la même remarque a été faite pour des angles autour de  $70^\circ$  [9]), puisque la réfraction est également présente: c'est elle qui est responsable des évolutions de phase.

La zone sans évolution de phase correspond à un maximum d'intensité (figure 4.13(b)). La méthode de correction des ET proposée s'applique donc aussi à la mesure des bulles.

## 4.5 Validation expérimentale

Afin de tester expérimentalement la validité de la méthode de correction, l'expérience décrite par la figure 2.4 a été reproduite mais pour des gouttes monodispersées se déplaçant suivant (OY).

**Remarque:** l'optique de collection utilisée ici est celle du système (II) (deux détecteurs seulement). En effet, le système (I) s'est révélé incapable d'effectuer des mesures selon la géométrie



SM, alors que cette configuration optique ne devrait poser aucun problème de traitement à un phase Doppler classique<sup>4</sup>. L'origine de cette défaillance (mise en évidence dans [31]) n'a pas pu être déterminée (certainement due au logiciel). Ceci a empêché toute utilisation de ce système suivant cette géométrie et donc par exemple, son utilisation pour les mesures d'indice (chapitres 7 et 8).

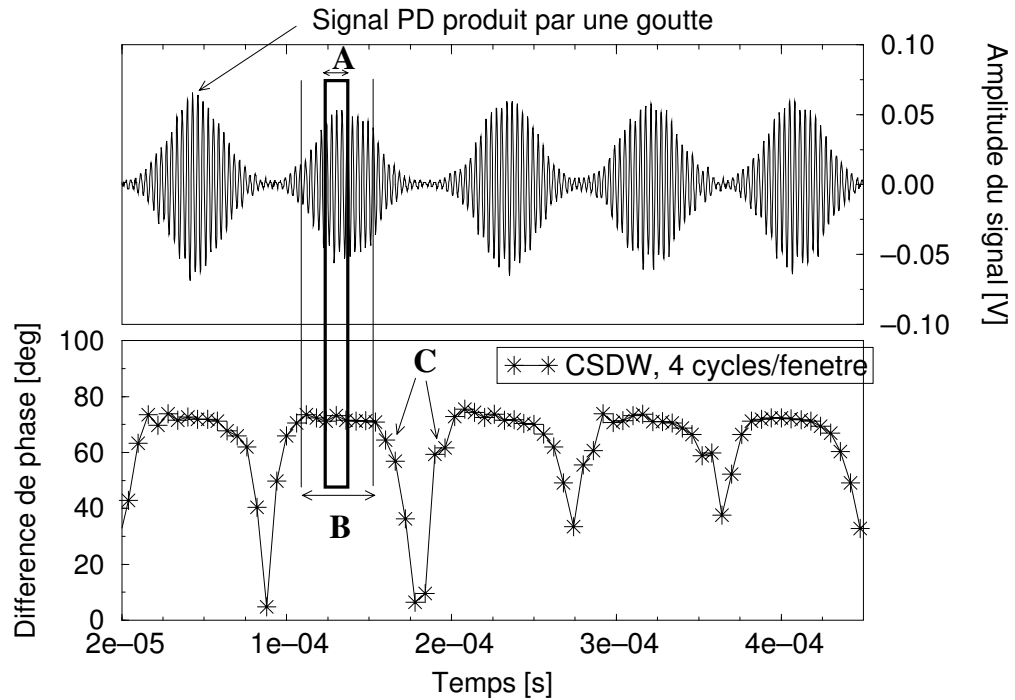


FIG. 4.14 - *Forme typique des signaux phase Doppler recueillis et de leur évolution de phase, avec la géométrie SM*

- La figure 4.14 présente, en haut, cinq signaux phase Doppler recueillis lors du test. Ils correspondent au signaux produits par un jet monodispersé.

L'évolution de phase des signaux, présentée en bas de la figure, est parfaitement constante autour du maximum d'intensité (zone A), comme prévu par la figure 4.5. Dans la zone B, plus large que la zone A, la phase est encore constante. La simulation de la figure 4.5 avait également montré l'existence d'une telle zone.

La zone d'évolution de phase (C) est localisée en fin et début du signal produit par chaque goutte. Celle en fin de signal était prévue par les simulations de la figure 4.5, alors que celle en début de signal ne l'était pas. Ceci peut s'expliquer par le fait que les gouttes produites en jet sont très proches les unes des autres. Le début du signal produit par une goutte et la fin du signal produit par la précédente s'influencent. Nous reparlerons de ce phénomène dans le chapitre 8.

- Les histogrammes de taille de la figure 4.15 ont été obtenus pour différentes trajectoires du jet de gouttes monodispersées dans la sonde. Les trois trajectoires considérées sont parallèles

<sup>4</sup>Ce type de trajectoires correspond pour une géométrie classique à des particules de direction principale transverse, qui doivent être également traitées.

à l'axe ( $OY$ ) et coupent l'axe ( $OX$ ) suivant trois positions extrêmes: (a) un bord de la sonde, (b) son centre, (c) l'autre bord de la sonde. Dans les trois cas la distribution reste mono-modale et étroite, contrairement à ce que nous avons observé dans le cas d'une géométrie classique. Lorsque les gouttes franchissent la sonde sur l'extrême bord de la sonde et que l'on amplifie le gain des détecteurs (figure (d)): il n'y a pas apparition d'une deuxième distribution, *il n'y a donc pas d'Effets de Trajectoire*. La largeur relative de la distribution (d) s'explique par la diminution du rapport signal sur bruit des signaux. Des tests expérimentaux concluants sur cette

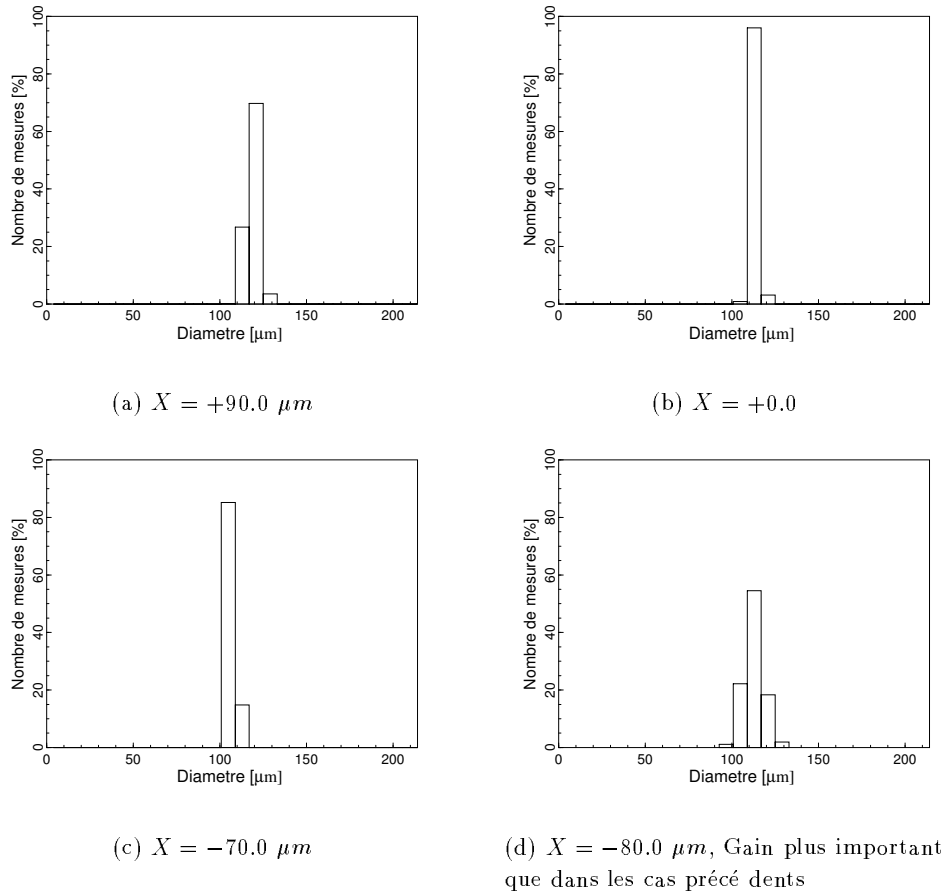


FIG. 4.15 - Mesure de la taille de gouttes monodispersées en déplacement suivant l'axe ( $OY$ ) et pour différentes positions suivant ( $OX$ ). La taille nominale des gouttes est de  $110\mu m$ .

géométrie ont également été obtenus par Xu et Tropéa [8], avec un système à trois détecteurs et deux composantes de vitesse. Un test indirect de la géométrie Standard Modifiée pour la mesure d'une polydispersion est présenté dans le chapitre 7 sur la géométrie à deux modes. La géométrie standard modifiée est donc bien libre d'effets d'ambiguïté de trajectoire.

## 4.6 Conclusion

Nous avons montré dans ce chapitre que les ET peuvent être éliminés avec un système phase Doppler "classique" (sans modification de l'optique) si:

- La direction de l'écoulement ou bien la position des détecteurs est choisie telle que la composante principale de vitesse des particules les fasse s'éloigner/rapprocher des détecteurs.
- La mesure de phase est faite autour du maximum des signaux.

Cette méthode de correction des ET, basée sur une géométrie qualifiée de "Standard Modifiée", est valide dans le cas de la diffusion avant et arrière, pour les particules réfractantes et réfléchissantes.

Elle est cependant limitée par l'inclinaison maximale des trajectoires des particules. La correction qu'elle apporte n'opère plus au-delà d'une inclinaison des trajectoires de plus de  $45/60^\circ$  par rapport à la direction principale attendue. Cette limitation n'est cependant pas trop restrictive car *i)* l'inclinaison maximale "autorisée" est déjà suffisante pour traiter un grand nombre d'applications et *ii)* l'utilisation d'un système à deux composantes de vitesse permet de déterminer l'orientation des trajectoires et donc, le cas échéant, de rejeter les trajectoires trop inclinées.

## Chapitre 5

# La géométrie Plane

Historiquement cette géométrie est la première proposée pour l'élimination des Effets de Trajectoire (ET) [4, 5], selon le principe de correction présenté dans le chapitre précédent. La méthode de correction des ET basée sur la géométrie Plane et son traitement du signal a d'ailleurs fait l'objet de deux brevets [6, 7], déposés par la société INVENT [93], dont l'auteur est un co-détenteur.

### 5.1 Principe et simulations numériques

#### 5.1.1 Particularités de la collection

La géométrie plane se singularise par la position des détecteurs. Ceux-ci sont en effet placés dans le plan des faisceaux, l'angle hors axe est donc égal à zéro ( $\phi = 0^\circ$ ), voir la figure 5.1.

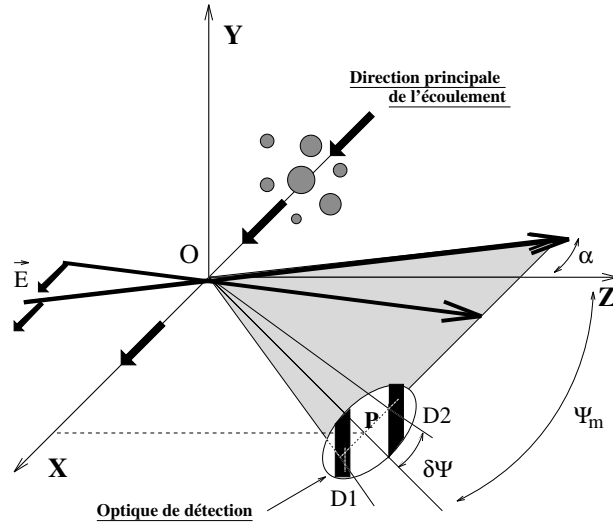


FIG. 5.1 - *Géométrie plane, le plan des faisceaux et leur polarisation, les détecteurs et la direction principale de l'écoulement sont dans le même plan (XOZ) perpendiculaire aux franges du volume de mesure.*

Les détecteurs sont localisés dans le plan (XOZ), leur position est définie par un angle

d'élévation moyen  $\psi_m$  qui prend des valeurs bien plus importantes que dans les géométries classiques: typiquement  $30^\circ$  au lieu de quelques degrés. La polarisation des deux faisceaux laser ainsi que la direction principale de l'écoulement (suivant  $(OX)$ ) doivent être également dans le plan des faisceaux.

- La figure 5.1 présente la géométrie plane, où  $\psi_m$  correspond à l'angle d'élévation moyen entre les détecteurs et  $\delta\psi$  est la distance angulaire de chacun des détecteurs par rapport à  $\psi_m$ .

### 5.1.2 Correction des effets de trajectoire

Compte tenu de la trajectoire moyenne des particules (suivant  $(OX)$ ) et la position des détecteurs, ces derniers recevront suivant le sens de déplacement des particules dans le volume de mesure, la lumière qu'elles réfléchissent puis qu'elles réfractent. Le décalage dans le temps d'arrivée des processus de diffusion limite leur interférence et donc les ET <sup>1</sup>.

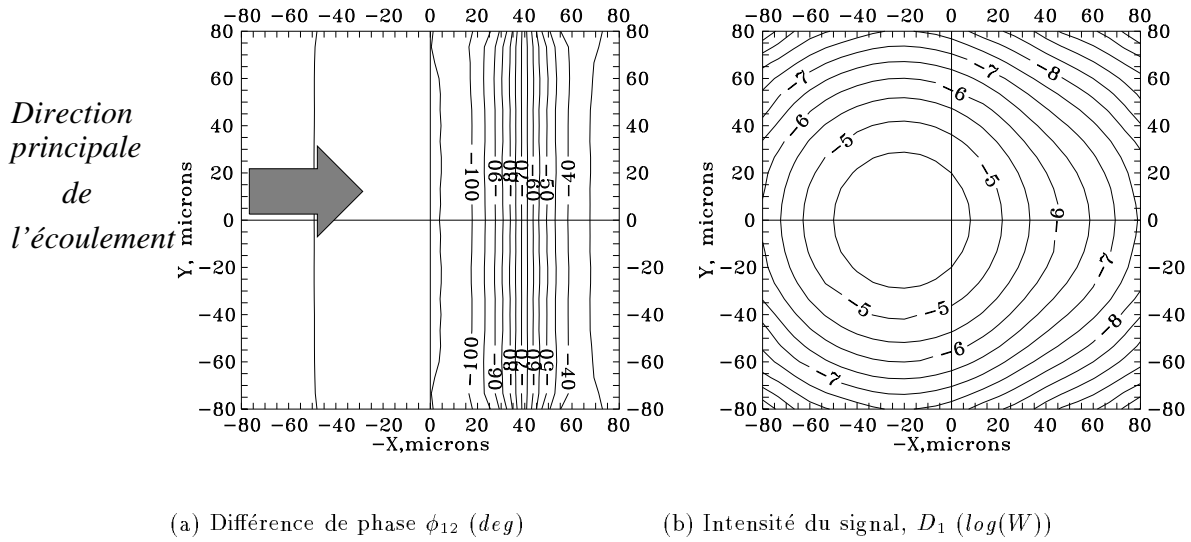


FIG. 5.2 - Cartes TLMG correspondant à la phase et à l'intensité du signal produit par une goutte d'eau de  $52\mu m$ , en fonction de sa position dans le plan  $(XOY)$  de la sonde optique.

- La figure 5.2 présente les cartes TLMG, de différence de phase (a) et d'intensité (b) calculées pour la géométrie plane dont les paramètres sont définis dans le tableau 5.1. La particule considérée est une goutte d'eau de  $52\mu m$  de diamètre. La phase, avec hypothèse d'éclairement uniforme, est dans ces conditions de  $-104.1^\circ$ . De même que pour la géométrie Standard Modifiée, la figure 5.2(b) montre que, pour une trajectoire selon l'axe  $(OX)$ , à la position du maximum d'intensité, la phase correspond avec une excellente approximation à celle prédite pour un éclairement uniforme. La géométrie Plane est de ce fait libre d'effets de trajectoire.

---

<sup>1</sup>Voir le chapitre précédent

$\lambda$	632.8 nm	ouverture angulaire	2.77°
$\alpha$	1.7°	(détecteurs circulaires)	
polarisation	ortho.	$2\omega_o$	128 $\mu m$
$\psi_m$	30°	$\delta\psi$	$\pm 3.69^\circ$

TAB. 5.1 - Paramètres de la géométrie Plane simulée et utilisée pour les tests expérimentaux

L'influence de l'inclinaison de la trajectoire des particules par rapport à  $(OX)$  n'est pas testée ici. En effet, les simulations faites pour la géométrie Standard Modifiée ont montré que ce type de méthode de correction s'avère excellente pour des fluctuations de l'orientation des trajectoires de moins de 45 – 60° par rapport à une direction moyenne attendue.

L'avantage principal de la géométrie plane par rapport à la géométrie Standard Modifiée (SM) tient à ce que les particules se déplacent en moyenne perpendiculairement aux franges du volume de mesure. La composante principale de vitesse des particules est donc mesurable simultanément à leur diamètre, sans ET. Elle offre néanmoins quelques particularités que nous allons décrire dans ce qui suit.

## 5.2 Particularités de la relation phase-diamètre

### 5.2.1 Cas des petites particules

La géométrie plane a été initialement utilisée par Naqwi et al [62] pour la mesure des petites particules, ceci parce que les détecteurs dans cette géométrie peuvent être séparés de manière importante ( $\delta\psi = \pm 30^\circ$ ) afin d'obtenir des facteurs de conversion phase-diamètre très importants, sans avoir à accroître de manière drastique l'angle entre les faisceaux.

- La figure 5.3 présente la relation phase-diamètre calculée pour la géométrie plane précédente pour des gouttes d'eau. Le diamètre des faisceaux au col est de 128  $\mu m$ . Le calcul est fait pour une position centrale des gouttes dans le volume de mesure. La phase calculée correspond donc avec une bonne approximation à celle que donnerait le traitement des signaux autour de leur maximum.

- L'intensité diffusée diminue pour  $D > 100 \mu m$ . Cet effet est dû à la position fixe des gouttes dans le volume de mesure, alors que le paramètre d'impact des rayons collectés par les détecteurs évolue avec la taille des gouttes.

- La relation phase-diamètre est linéaire pour  $D > 25 \mu m$  (malgré quelques oscillations "classiques") même pour des particules de taille deux fois supérieures à celle du volume de mesure.

- De très larges fluctuations de la relation phase-diamètre sont observables pour  $D < 25 \mu m$  et surtout  $D < 5 \mu m$  (agrandissement de cette zone visible sur la même figure). Celles-ci rendent non- univoque la relation phase-diamètre. Une chose importante à remarquer sur cette figure est que ces oscillations sont de deux types: *i*) celles qui donnent des phases supérieures à 320 – 330° et *ii*) celles qui donnent des phases de l'ordre de 30 – 40°:

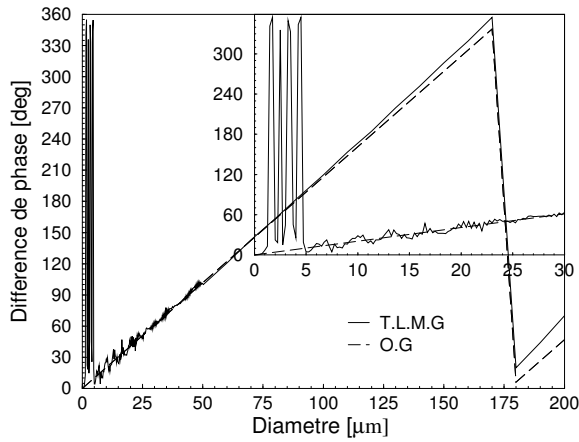
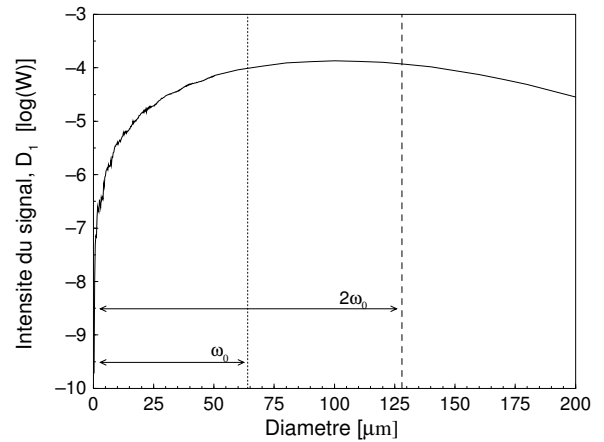
(a) Relation phase Diamètre,  $\phi_{12} = f(D)$ (b) Relation entre l'intensité collectée et la taille de la particule,  $I = f(D)$ 

FIG. 5.3 - Courbes de calibration pour des gouttes d'eau. Le diamètre du volume de mesure est de  $128\mu m$  et la collection est faite à  $30^\circ$  vers l'avant.

i) Ces oscillations proviennent de l'indétermination du signe de la phase mesurée quand une échelle de 0 à 360 degrés est utilisée. Une représentation entre  $-360$  et  $360^\circ$  montrerait que les phases observées entre  $320 - 330^\circ$  correspondent en fait à des phases négatives. La phase  $\phi < 0$  apparaît comme une phase du type  $360 + \phi > 0^\circ$  et les sauts de phase sont en fait de  $30$  à  $40^\circ$  et non de  $320 - 330^\circ$ .

ii) Dans ce cas, les sauts de phase ont une amplitude de l'ordre de celle des premières, mais de signe positif.

Ces remarques impliquent que la géométrie plane ne permet pas de mesurer les petites particules  $D < 5\mu m$  pour une configuration telle que celle présentée ici.

Si l'on définit la pente de la relation phase-diamètre telle que les plus grosses particules de la distribution étudiée donnent des phases inférieures à  $320^\circ$ , alors cela signifie que toute phase mesurée dans la gamme  $320 - 360^\circ$  est produite par une particule de moins de  $\approx 0 - 5\mu m$ . Cette astuce fait que la mesure des particules telles que  $D > 5\mu m$  devient biunivoque. La géométrie Plane peut donc être utilisée pour les mesures de taille, sans effets de trajectoire. Notons que pour les tailles intermédiaires  $5 - 25\mu m$ , les oscillations qui existent encore contribuent à disperser les mesures sans pouvoir induire d'erreur importante. Ajoutons qu'une dynamique de taille de 40, qui est un maximum pour l'APD, conduit à essayer de mesurer simultanément des particules de  $5\mu m$  et  $200\mu m$ . Le rejet des petites particules  $D < 5\mu m$  lors de la mesure de taille avec un système plan n'est donc pas une limite réelle.

- La figure 5.4 présente les diagrammes de diffusion de 3 gouttes d'eau éclairées par une onde plane ( $\lambda = 0.6328$ ), pour les polarisations parallèle et perpendiculaire.

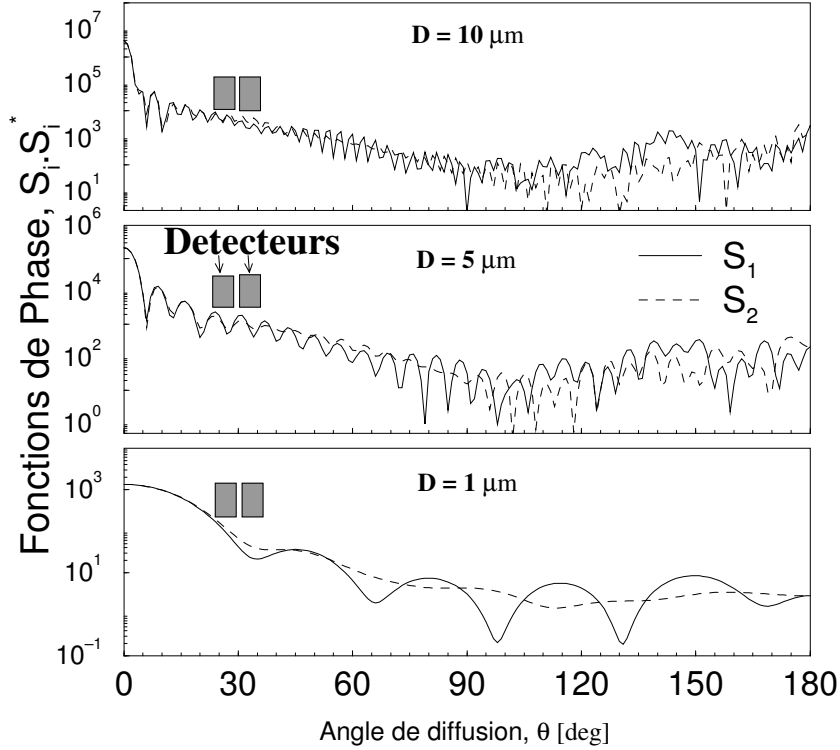


FIG. 5.4 - Diagrammes de diffusion pour les polarisations parallèle ( $S_2$ ) et perpendiculaire ( $S_1$ ). Les détecteurs de la géométrie Plane (rectangles noirs) observent la lumière diffusée à des angles de diffusion différents et n'observent donc pas les mêmes lobes de diffusion.

Sur ces trois diagrammes est schématisée la position des détecteurs pour la géométrie plane. Pour une géométrie standard les détecteurs seraient confondus dans ce mode de représentation, ceux-ci ayant le même angle hors-axe.

Classiquement, on remarque que le nombre de lobes croît avec la taille des gouttes. La structure du diagramme de diffusion évolue de manière beaucoup plus importante pour les plus petites tailles.

Dans la géométrie plane, les détecteurs sont placés à des angles de diffusion différents (contrairement au cas d'une géométrie standard). Ils observent ainsi des structures souvent très différentes. Dans la figure 5.4 par exemple, les détecteurs observent pour  $D = 1\mu m$  des zones différentes d'un même lobe, alors que, pour  $D = 5\mu m$  ils observent des lobes différents. Au fur et à mesure que la taille des particules croît, les détecteurs intègrent angulairement un nombre de lobes de plus en plus important, ce qui diminue les brusques variations du signal collecté par les détecteurs. Ceci semble pouvoir expliquer pourquoi les oscillations des courbes de calibration d'un système phase Doppler de type "Plan" diminuent avec l'augmentation de la taille des particules. Remarquons également que la polarisation parallèle conduit à des évolutions moins brusques entre les lobes.

- L'influence de la forme des détecteurs sur la linéarité de la relation phase-diamètre de la géométrie plane est considérée dans deux exemples, figure 5.5.

- En (a) une comparaison est faite entre la relation phase-diamètre présentée dans la figure 5.3 (pour des détecteurs circulaires) et celle calculée pour des détecteurs rectangulaires (plus



fins suivant la direction transverse aux franges du volume de mesure [45]).

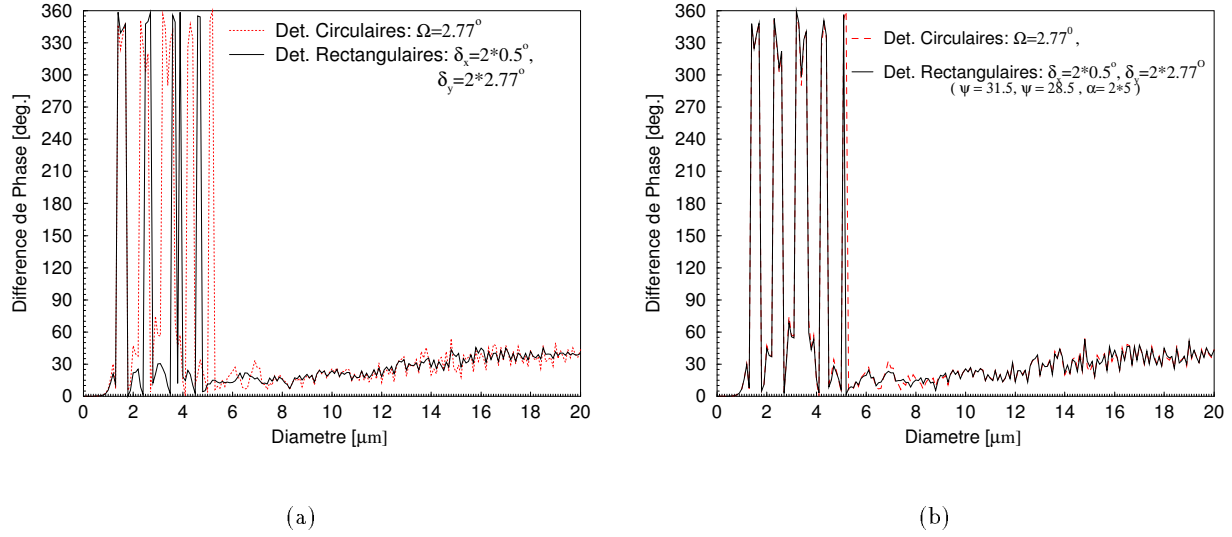


FIG. 5.5 - Courbes de calibration correspondant à la géométrie précédente (détecteurs circulaires), pour des détecteurs rectangulaires.

Les oscillations de la relation phase-diamètre ne sont que très peu réduites par une modification de la largeur des détecteurs.

En (b), la relation phase-diamètre a été calculée pour un angle entre les faisceaux de  $5^\circ$  et un écart de détecteurs à l'angle d'élévation moyen de  $1.5^\circ$ , avec les deux types de détecteurs de la figure (a).

Malgré des paramètres optiques différents (le facteur de conversion est conservé), les oscillations de la relation phase-diamètre ne sont que très peu atténuées par l'utilisation de détecteurs d'ouverture différentes [45].

En conclusion, l'amélioration traditionnelle de la relation phase-diamètre par optimisation de l'ouverture des détecteurs n'est pas directe pour la géométrie Plane, contrairement au cas de la géométrie Standard (voir également le chapitre 7).

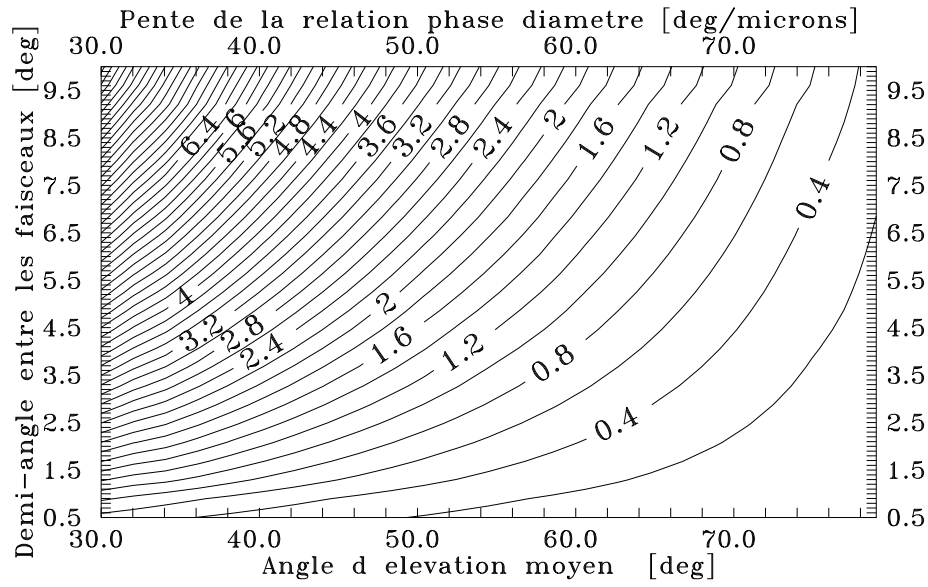
### 5.2.2 Relation phase diamètre

La géométrie Plane se distingue par un facteur de conversion ou pente de la relation phase-diamètre à l'évolution particulière.

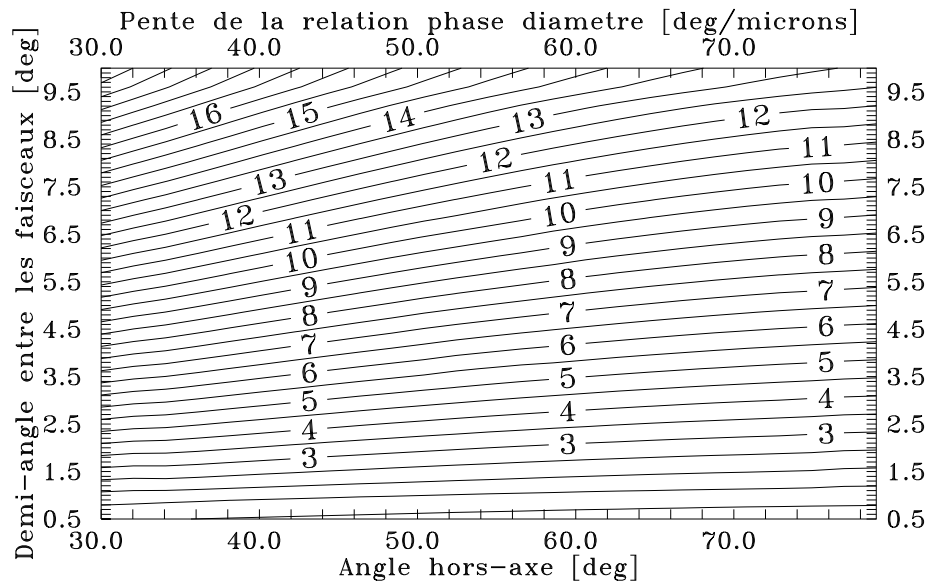
• A titre de comparaison, la figure 5.6 présente l'évolution de ce facteur pour les géométries plane et standard et des paramètres optiques comparables:

- En (a), pour la géométrie plane, en fonction de l'angle d'élévation moyen  $\psi_m$  et du demi-angle entre les faisceaux  $\alpha$ .

- En (b), pour la géométrie standard, en fonction de l'angle hors axe  $\phi$  et le demi-angle entre les faisceaux  $\alpha$ .



(a) Géométrie Plane



(b) Géométrie standard

FIG. 5.6 - Optique géométrique: cartes des facteurs de conversion d'une géométrie plane et d'une géométrie standard pour des paramètres optiques équivalents.

Dans les deux cas les paramètres optiques en commun sont: la longueur d'onde ( $\lambda = 0.6328\mu m$ ), l'écart angulaire entre les détecteurs ( $\pm 3.69^\circ$ ) et les particules ( $m = 1.333$ ). Trois points semblent essentiels dans ces figures:

- Le facteur de conversion d'une géométrie standard est, à paramètres optiques équivalents, toujours très supérieur à celui d'une géométrie Plane.
- Le facteur de conversion de la géométrie Plane évolue fortement avec l'angle de diffusion ( $\psi_m$ ) alors que pour la géométrie standard cette évolution, avec l'angle ( $\phi$ ), est plus modérée.
- La pente de la relation phase-diamètre pour une géométrie Plane devient (dans le cas de la réfraction) très faible pour les angles de diffusion élevés.

Nous verrons dans le chapitre suivant que ceci a des conséquences importantes pour la géométrie à deux modes et les mesures de taille, ainsi que la mesure d'indice [116, 12] (chapitre 9).

### 5.2.3 Diffusion arrière et particules réfléchissantes

Aucun travail approfondi n'a encore été effectué sur l'application de la géométrie Plane aux mesures vers l'arrière et/ou la mesure des particules réfléchissantes (bulles,...).

A titre indicatif, il semblerait pour le premier cas [116], que la géométrie plane soit utilisable, bien que les oscillations de la relation phase-diamètre soient plus fortes que vers l'avant. Pour le deuxième cas [12], la géométrie plane semblerait avoir, en revanche, un comportement très particulier et dommageable, provenant entre autres du manque de sensibilité de la phase au diamètre des particules.

Un travail détaillé devra être effectué sur ces comportements, notamment pour le développement de la géométrie à deux modes (chapitre suivant).

## 5.3 Validation expérimentale

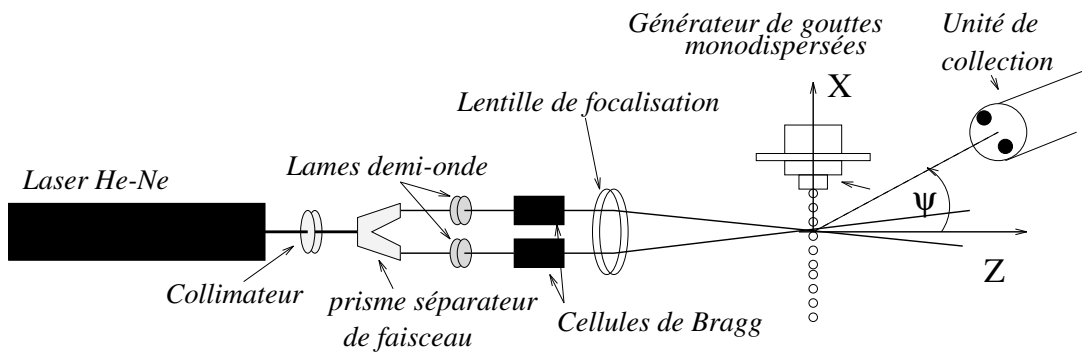


FIG. 5.7 - Montage expérimental développé pour la première validation de la méthode de correction des effets de trajectoire basée sur la géométrie plane.

La première vérification expérimentale de la méthode de correction des effets de trajectoire, décrite dans ce chapitre et le précédent, a été réalisée lors d'un séjour au LSTM (Allemagne).

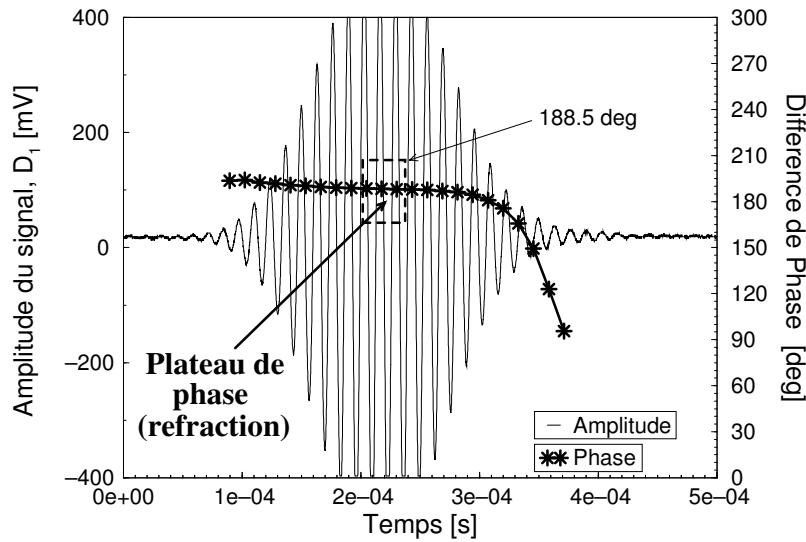


FIG. 5.8 - Signal produit par une goutte d'eau de  $95\mu\text{m}$  traversant une sonde de diamètre  $128\mu\text{m}$ , suivant la géométrie Plane. Le résultat de l'analyse par un programme de passage à zéro est également représenté (différence de phase).

Le schéma du montage optique réalisé est présenté par la figure 5.7. L'optique d'émission est constituée d'un laser Helium-Néon de 12mW, d'un collimateur et d'un séparateur de faisceaux, de deux rotateurs de polarisation, d'un espaceur de faisceau, de deux cellules de Bragg et d'une lentille de transmission ( $f = 300\text{mm}$ ). L'optique de collection est composée par une optique INVENT à deux détecteurs [93]. Les particules mesurées étaient des gouttes d'eau produites par un générateur de gouttes monodispersées. Les signaux, filtrés par une banque de filtres passe-bande, étaient digitalisés par un oscilloscope numérique, puis transférés pour traitement sur un PC. Les paramètres optiques du système correspondent à ceux des simulations numériques précédentes, tableau 5.1.

- La figure 5.8 présente un signal typique obtenu lors de ces tests. De manière similaire aux signaux obtenus avec la géométrie SM, la phase du signal est pratiquement constante autour de son maximum d'amplitude. Ce plateau de phase qui correspond à une lumière réfractée par la goutte permet de déduire précisément le diamètre de celle-ci ( $\approx 94\mu\text{m}$ )<sup>2</sup>. Notons que l'analyse de cette évolution de phase a été obtenue à l'aide d'un programme de passage à zéro (voir le chapitre 3). De nombreux tests pour des trajectoires différentes des gouttes dans la sonde ont été effectués sans que la présence d'effets de trajectoire soit mise en évidence [4, 5].

La figure 5.9 présente pour différentes tailles de gouttes monodispersées la taille mesurée avec le système plan en fonction de la taille indiquée par le générateur de gouttes (erreur comprise). La comparaison est à mieux que 10% sur toute la gamme de tailles ( $\approx 45 - 180\mu\text{m}$ ). Les mesures

<sup>2</sup>voir le chapitre précédent,

sont bonnes mêmes pour des gouttes une fois et demi plus grosses que le volume de mesure. Cette géométrie est donc bien libre d'effets de trajectoire.

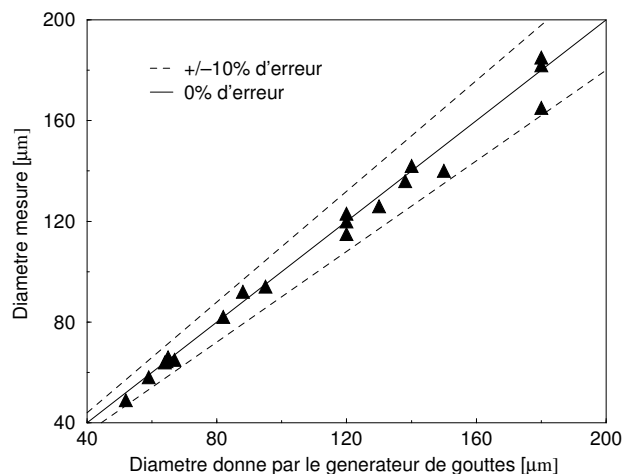


FIG. 5.9 - Résultats de mesure de différentes tailles de gouttes monodispersées avec la géométrie plane. L'erreur à  $\pm 10\%$  inclut l'incertitude sur les tailles données par le générateur de gouttes monodispersées.

## 5.4 Conclusion

La géométrie plane permet d'éliminer les effets de trajectoire pour des gouttes dont la trajectoire est inclinée de moins de  $45 - 60^\circ$  par rapport à une direction attendue, ceci avec un système composé d'une seule optique qui permet également de mesurer la composante principale de vitesse des particules. Cette géométrie ne permet cependant pas de mesurer, dans sa configuration actuelle, les particules de moins de  $5 - 10 \mu m$ . Elle est peu indiquée pour la mesure des particules réfractantes à des angles de collection élevés (excepté pour de très larges dynamiques de taille). La mesure des particules diffusant principalement par réflexion semble poser des problèmes importants.

## Chapitre 6

# La géométrie à Deux Modes

### 6.1 Introduction

La géométrie à Deux Modes (DM) est née de la fusion des deux géométries libres d'Effets de Trajectoire (ET) présentées dans les deux chapitres précédents. Elle est caractérisée par une optique de collection composée de 4 détecteurs individuels, dont une paire est orientée suivant une géométrie Plane et l'autre suivant une géométrie "Standard Modifiée" (SM) .

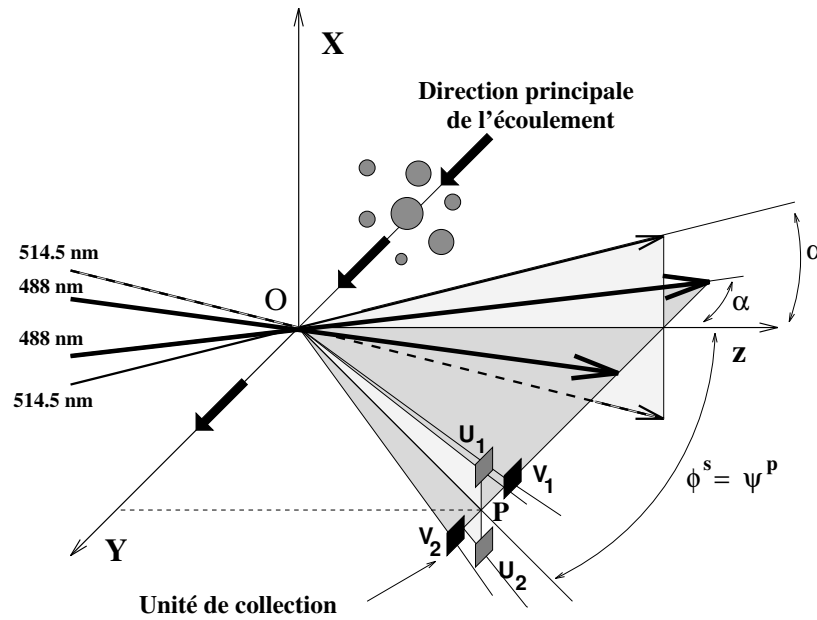


FIG. 6.1 - Schéma de la géométrie à deux modes

- La figure 6.1 illustre la disposition des différents éléments. Les détecteurs sont en croix et dans des plans de diffusion différents,  $V_1$  et  $V_2$  pour la géométrie Plane ( $\lambda = 488nm$ ) et  $U_1$  et  $U_2$  pour la géométrie SM ( $\lambda = 514.5nm$ ). La composante de vitesse principale des particules est attendue suivant la direction (OY) .

Le développement de cette géométrie a reposé sur la volonté de réaliser un système phase Doppler à deux composantes de vitesse, libre d'ET et donc permettant des mesures de flux fiables

[10, 11]. Cette idée du Professeur C. Tropea (du LSTM), liée à un environnement "commercial" basé sur les deux brevets déposés [6, 7], a abouti au développement commercial d'un nouveau système phase Doppler [14].

Le but de ce chapitre est de rendre compte du travail que j'ai effectué [12, 13] sur ce système pour ce qui est des mesures de tailles. D'autres applications liées à ce système, plus "originales", seront développées dans les chapitres suivants sur la mesure d'indice (chapitre 9), la sphéricité des particules (chapitre 12), les particules cylindriques (chapitre 12).

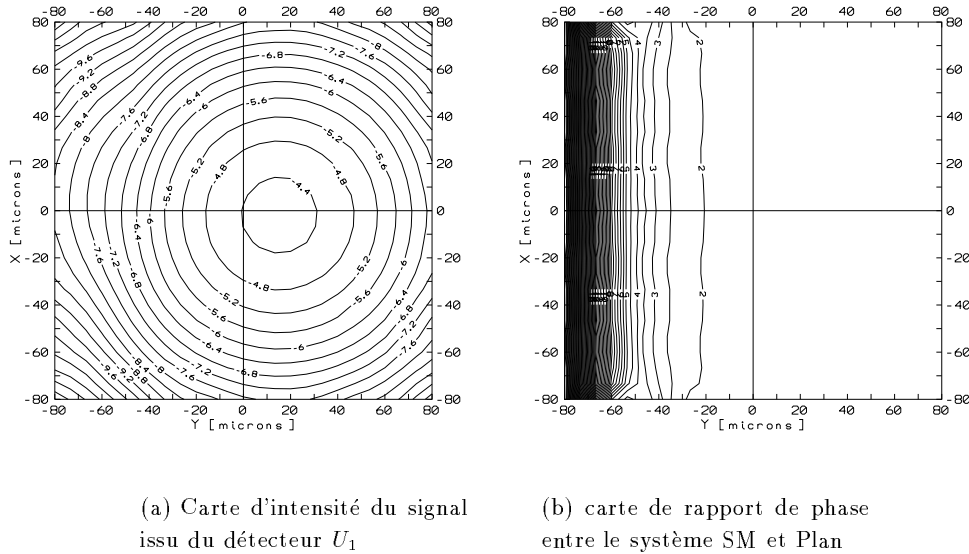


FIG. 6.2 - (a) Carte d'intensité du détecteur  $U_1$  (système SM) et (b) Evolution du rapport de phase entre le Standard Modifié et le système Plan, pour différentes positions d'une goutte d'eau ( $D = 40\mu m$ ) dans le plan  $(XOY)$  du volume de mesure.

## 6.2 Simulations préliminaires sur les effets de trajectoire

Les deux géométries qui composent le système DM sont de manière individuelle libres d'ET pour des particules dont la trajectoire est inclinée de moins de  $45 - 60^\circ$  par rapport à la direction attendue ( $OY$ ). On peut se demander ce qu'il en est lorsque l'on combine les deux systèmes.

- La figure 6.2 présente des cartes TLMG permettant d'avoir une première idée sur ce point. En (a) est représentée la carte TLMG d'intensité correspondant au détecteur  $U_1$  du système SM. En (b) est représentée la carte de rapport de phase correspondant entre le système Plan et SM:  $R = \Delta\Phi_{SM}/\Delta\Phi_P$ . La particule est une goutte d'eau de  $40\mu m$  de diamètre et la collection est faite à  $30^\circ$  vers l'avant. Le rapport de phase attendu (pour un éclairage plan) est de 2. Ce rapport, figure 6.2(b), évolue fortement du côté opposé au maximum du signal diffusé par la goutte ( $Y < 0$ ), figure 6.2(a). Or cette région est précisément le siège des ET, contrairement à la zone où le rapport de phase est constant ( $Y > 0$ ).

L'écart du rapport de phase à sa valeur théorique ( $= 2$ ) est en fait un moyen de rejeter les

ET [81] de particules dont l'inclinaison de la trajectoire est de plus de  $45 - 60^\circ$  par rapport à la direction attendue [116].

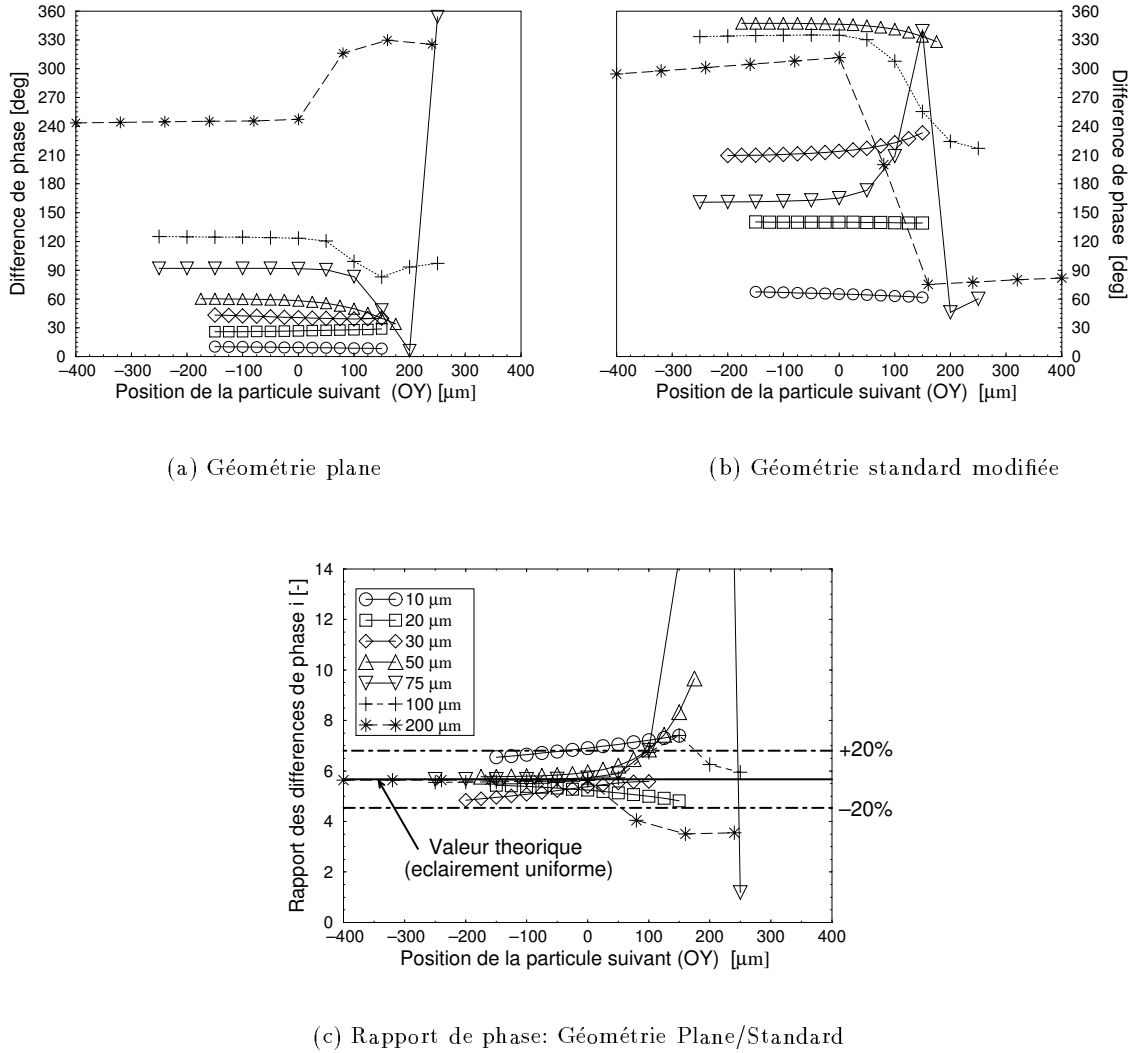


FIG. 6.3 - Evolution de la différence de phase, (a) pour la géométrie plane, (b) pour la géométrie standard; (c) évolution du rapport de phase associé, en fonction de la trajectoire des gouttes d'eau suivant (OY).

• La figure 6.3 simule, pour d'autres paramètres optiques, l'évolution de la différence de phase: (a) pour la géométrie plane, (b) pour la géométrie SM et en (c) le rapport de phase correspondant <sup>1</sup>, pour différentes positions dans la sonde (suivant (OY)) <sup>2</sup> de gouttes d'eau de différentes tailles:  $D = 10, \dots, 200 \mu m$ . Les paramètres optiques de la géométrie sont donnés par le tableau 6.1. Le rapport de phase attendu (pour un éclairage uniforme) est de 5.67.

<sup>1</sup>  $R = \Delta\phi_{SM}/\Delta\phi_P$ ,

<sup>2</sup> Bien que ces positions simulent une trajectoire des particules suivant (OY), elles indiquent également les phases et rapports de phase correspondant que donneraient des gouttes se déplaçant suivant (OX) (les iso-phases sont parallèles à (OX)) (direction attendue pour un système classique).



Angle de diffusion ( $\phi, \psi_m$ ) [deg]	30
Longueur d'onde syst. standard, plan [ $\mu m$ ]	.488 , .5145
Ecart. ang. Détec. stand. , $\psi$ , plan $\delta\psi$ [deg]	$\pm 5.069, 1.85$
Ouvert. rectang. syst. standard et plan [deg]	$(2*3.23)*(2*0.924)$
Demi-angle entre les faisceaux, $\alpha$ [deg]	2.0
Diamètre de la sonde [ $\mu m$ ], $2\omega_0$	200

TAB. 6.1 - *Paramètres optiques retenus pour la simulation de l'évolution du rapport de phase avec la trajectoire de gouttes d'eau dans une sonde à Deux Modes.*

Pour les petites tailles, les évolutions de phase et du rapport de phase sont linéaires (il n'y a pas d'ET), figure 6.3.

Cependant, la figure 6.3(c) montre que ce rapport s'éloigne de sa valeur théorique même dans sa partie linéaire ( $Y < 0$ , libre d'ET). Ainsi, pour ne pas rejeter les gouttes de moins de  $30\mu m$ , la tolérance sur l'écart du rapport de phase à sa valeur théorique doit être de l'ordre de  $\pm 20\%$ . La contrepartie de cette tolérance est double:

- Elle conduit à une acceptation de trajectoires, pour les gouttes de 50, 100,  $200\mu m$ , qui conduisent à des ET. En effet, pour la goutte de  $200\mu m$  par exemple, le rapport de phase sort de sa plage de tolérance pour  $Y \approx 75\mu m$  alors que cette position (figures (a) et (b)) correspond encore à une zone d'évolution de phase.

- Le rapport de phase et les ET modifient de manière importante les dimensions effectives et la forme du volume de mesure pour chaque taille de goutte. Pour la goutte de  $200\mu m$  par exemple, la section de mesure suivant ( $OY$ ) s'arrête pour  $Y \approx 50\mu m$  alors qu'elle continue jusqu'à  $250\mu m$  pour la goutte de  $100\mu m$  avec une zone de rejet entre  $\approx 100 - 175\mu m$ .

Lors d'une mesure, il faut pouvoir tenir compte de ces fluctuations du taux d'acceptation pour obtenir des distributions spatiales corrigées (voir la section 6.4).

### 6.3 Les mesures de taille

*(Simulations liées au développement d'un système commercial)*

Ces simulations ont été faites en deux étapes. La première a porté sur l'optimisation numérique des paramètres optiques du système à deux modes afin d'optimiser sa dynamique et sa résolution sur les mesures de taille. La deuxième partie sur le travail engagé pour évaluer l'incidence des ET sur la correction à apporter au volume de mesure.

#### 6.3.1 Optique de collection

L'optique de collection développée est composée d'une lentille frontale dont on divise le champ d'observation par des "masques" qui délimitent l'ouverture des différents détecteurs élémentaires.

- La figure 6.4 présente la géométrie de l'optique de collection avec les différents paramètres

qui la définissent. Le tableau 6.2 donne la valeur des paramètres pour l'ouverture maximale. Les surfaces définies par  $V_1$  et  $V_2$  correspondent aux ouvertures des détecteurs de la géométrie plane. Les surfaces définies par  $U_1$  et  $U_2$  correspondent aux ouvertures des détecteurs de la géométrie SM.

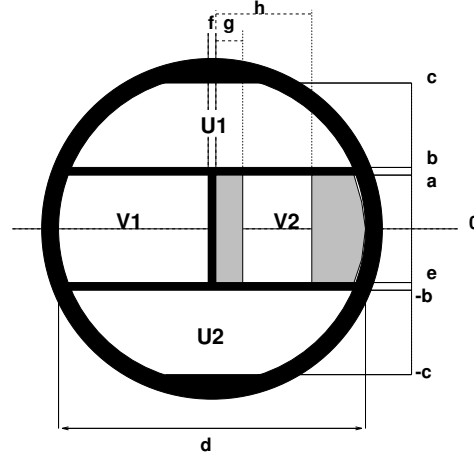


FIG. 6.4 - Schéma de l'ouverture de l'unité de collection du système à deux modes. L'ouverture de chaque détecteur est définie comme une partie de celle de la lentille de collection.

	a	b	c	d	e	f	g	h
[mm]	5	6	19.3	41	-5	1	0	20

TAB. 6.2 - Paramètres définissant l'ouverture maximale de l'unité de collection.

- La figure 6.5 schématise le mode de séparation des différentes quantités de lumière correspondant à chaque détecteur. L'optique d'émission, qui n'est pas représentée ici, émet de manière classique 2 paires de faisceaux croisés de couleurs différentes [12].

### 6.3.2 Principe de la mesure

Nous avons montré que le facteur de conversion de la géométrie plane est, à paramètre optiques équivalents, toujours bien inférieur à celui d'un système standard. Aussi le système plan assure la dynamique en taille du système DM et le système SM sa résolution.

- La figure 6.6 schématise les courbes de calibration obtenues avec un tel système.
  - (a), (b), les oscillations du système plan sont exagérées, cependant le système ne peut être utilisé dans cette configuration [62] pour la mesure des petites particules.
  - (c), le système plan doit être limité à une dynamique sur la phase de  $0 - 330^\circ$ , ce qui implique qu'aucune grosse particule donnant une phase au dessus de  $330^\circ$  ne doit exister <sup>3</sup>.

<sup>3</sup>La seule particularité introduite ici par rapport à un système classique est que l'on est limité à un déphasage maximum de  $330^\circ$  et non plus de  $360^\circ$ .

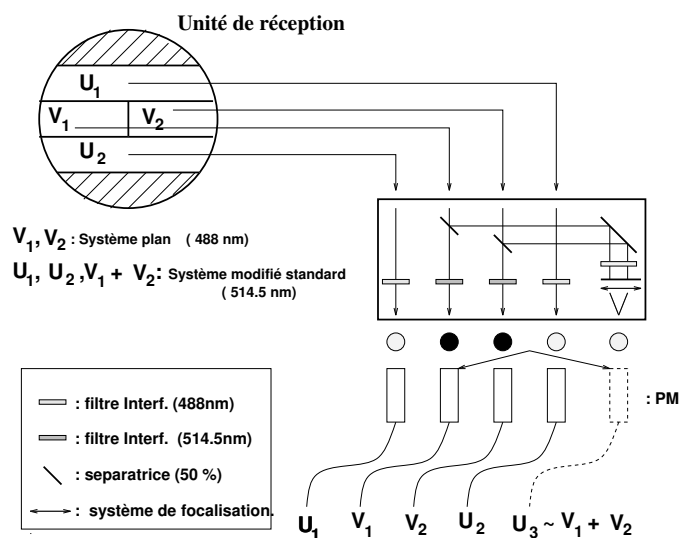


FIG. 6.5 - Schéma du partage de l'unité de collection de la géométrie à Deux Modes, la possibilité d'obtenir un cinquième détecteur n'est pas exclue.

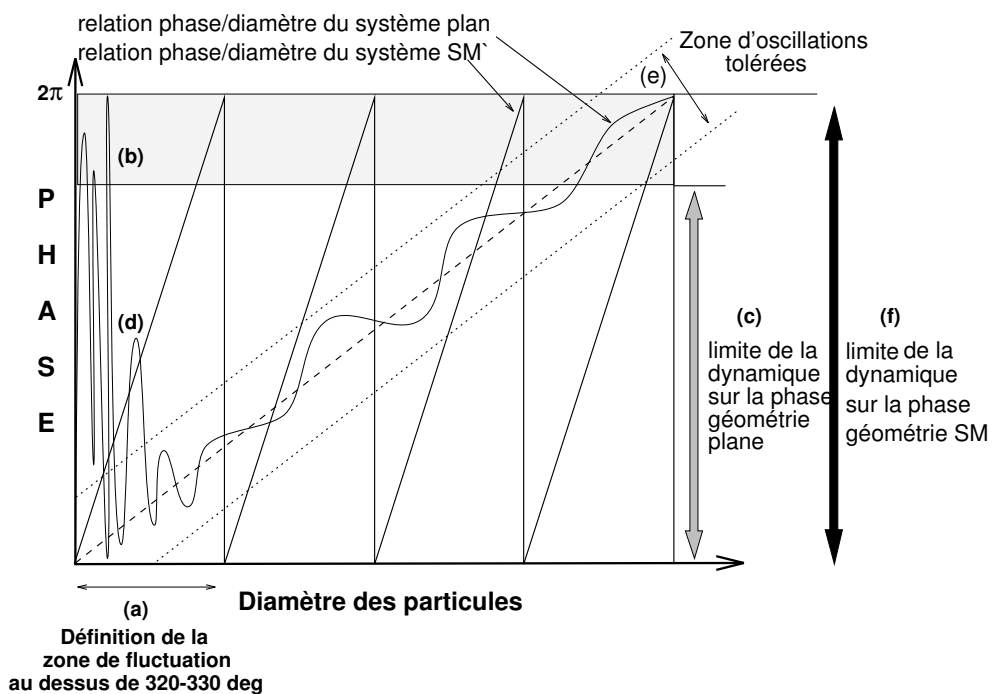


FIG. 6.6 - Schéma de principe des courbes de calibration du système à deux modes: plan et modifié standard.

- (d), les oscillations sont automatiquement rejetées par le critère sur le rapport de phase puisque dans ce cas il devient inférieur à 1 alors qu'il doit être supérieur à cette valeur.

- (e), les oscillations de la courbe de calibration du système plan doivent être limitées en amplitude pour ne pas produire d'erreur de rotation de phase (voir le chapitre 9 pour cette limite).

- (f), la courbe de calibration du système SM ne présente pas de particularités (la gamme de phase est limitée à  $360^\circ$ ). Elle nécessite cependant la détermination du nombre de rotation de la phase au dessus de  $360^\circ$ . Posons  $\phi_P$ ,  $\phi_{SM}$  comme, les phases mesurées pour le système plan et standard respectivement, pour une particule donnée. Pour une même particule, les diamètres donnés par le système Plan ( $D_P$ ) et le système SM ( $D_{SM}$ ) doivent être égaux ( $D_{SM} = D_P$ ) d'où:

$$\phi_P = C_P \cdot D_P \quad (6.1)$$

$$\phi_{SM} = C_{SM} \cdot D_{SM} - n \cdot 2\pi \quad (6.2)$$

D'où on tire directement le nombre  $n$  de rotations de  $2\pi$  effectuées par la phase du système standard:

$$n = INT \left( \frac{1}{2\pi} \left[ \phi_P \frac{C_{SM}}{C_P} - \phi_{SM} \right] \right) \quad (6.3)$$

**L'algorithme de base pour la mesure de taille est alors le suivant:**

1. Si  $\phi_P > 330^\circ$ , une petite particule du type (b) a été détectée, il faut aller à l'étape 5 en posant  $n=0$ .
2. Calcul de  $x = \left( \frac{1}{2\pi} \left[ \phi_P \frac{C_{SM}}{C_P} - \phi_{SM} \right] \right)$ . Si  $x$  diffère de plus d'une certaine quantité du plus proche entier (autre que 0), c'est qu'il y a désaccord entre les deux systèmes. La mesure doit être rejetée. Sinon on passe à l'étape suivante, après avoir calculé  $n = INT(x)$ .
3. Calcul du rapport de phase  $R = \frac{\phi_{SM} + n \cdot 2\pi}{\phi_P}$  et de  $D_P = \frac{\phi_P}{C_P}$
4. Si  $R$  dévie de plus de  $\pm X\%$ <sup>4</sup> de la valeur théorique, on peut rejeter la mesure.
5. Calcul de  $D_{SM} = \frac{\phi_{SM} + n \cdot 2\pi}{C_{SM}}$ . Le diamètre de la particule mesurée est égal à  $D_{SM}$ .

Cet algorithme peut être affiné, en faisant varier par exemple la tolérance sur le rapport de phase avec la taille des particules. Des critères plus ou moins classiques comme le rapport signal sur bruit minimum des signaux, le rapport d'intensité sur chacune des voies d'acquisition, la longueur des signaux,... sont bien sûr des critères à prendre en compte pour effectuer des mesures réelles [10, 11].

---

<sup>4</sup>L'erreur tolérée sera de l'ordre de typiquement  $X = 10$  à  $20\%$ .

Focale lentille Unité d'Emission. [mm]	160	400
Focale lentille Unité de Collection [mm]	160	400
Angle de diffusion ( $\phi$ , $\psi_m$ ) [deg]	30	30
Longueur d'onde syst. plan [ $\mu m$ ]	.5145	.5145
Ecart. ang. Détec. plan, $\delta\psi$ [deg]	$\pm 3.04$	$\pm 1.217$
Longueur d'onde syst. standard [ $\mu m$ ]	.488	.488
Ecart. ang. Détec. stand. , $\psi$ [deg]	$\pm 4.698$	$\pm 1.883$
Demi-angle. faisceaux, $\alpha$ [deg]	6.772	2.7195

TAB. 6.3 - Paramètres optiques du masque A pour la mesure des petites particules, deux distances de collection (focales) sont considérées.

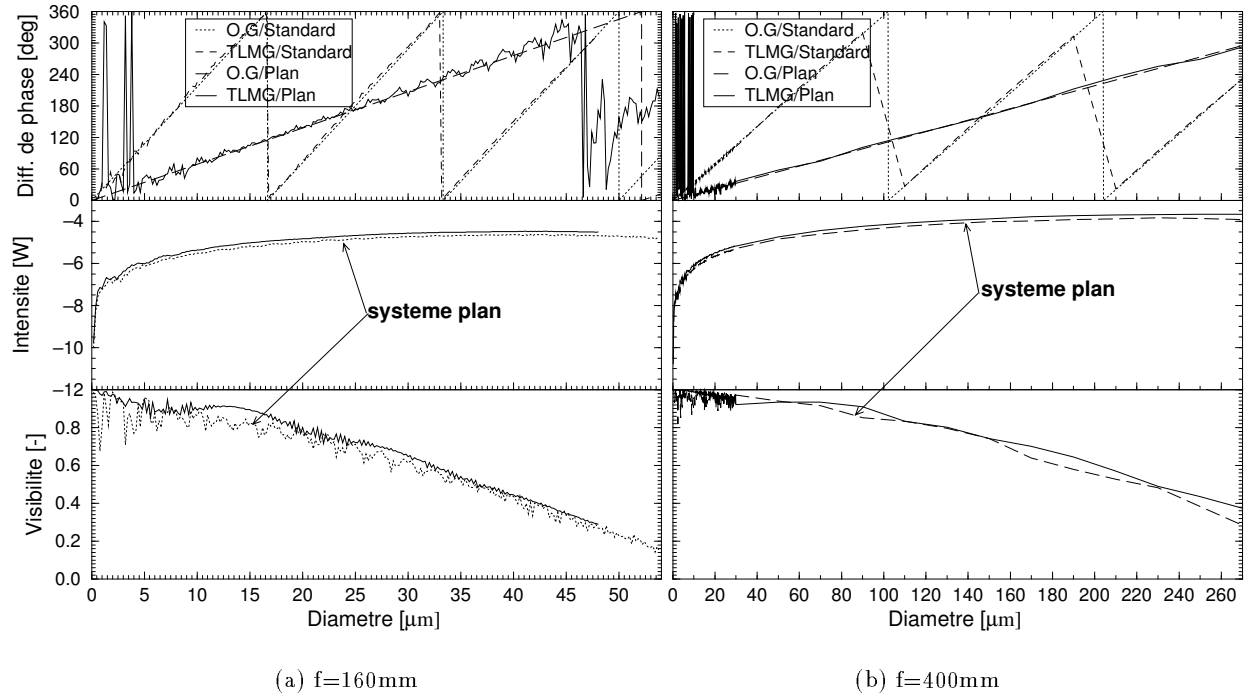


FIG. 6.7 - Courbes de calibration (a) phase-diamètre, (b) intensité-diamètre et visibilité-diamètre, système à deux modes, masque A.

### 6.3.3 Sur les résultats des simulations numériques

Deux exemples de configurations optiques du système à DM retenus [12, 13] sont donnés dans le tableau 6.3. Les paramètres correspondent à deux distances de mesure 160 et 400mm et au masque  $A^5$ .

- La figure 6.7 montre les courbes de calibration pour la différence de phase, l'intensité et la visibilité correspondant à des gouttes d'eau (tableau 6.3).

En (a), les oscillations du système plan sont très importantes. La visibilité décroît fortement et oscille beaucoup. Néanmoins, sur une gamme de taille de 0 à  $45\mu m$ , la relation phase-diamètre finale est sans ambiguïté (facteur de conversion du système SM:  $22^\circ/\mu m$ ).

En (b), les oscillations du système plan existent toujours pour les très petites particules mais elles sont moins importantes que dans le cas (a) pour les tailles intermédiaires. L'explication de ceci tient à ce que l'accroissement de la distance focale des lentilles d'émission/réception diminue l'angle solide de collection des détecteurs et de ce fait augmente la visibilité [45] des signaux ainsi que la linéarité de la relation phase-diamètre (voir les chapitres 1, 2 et 7).

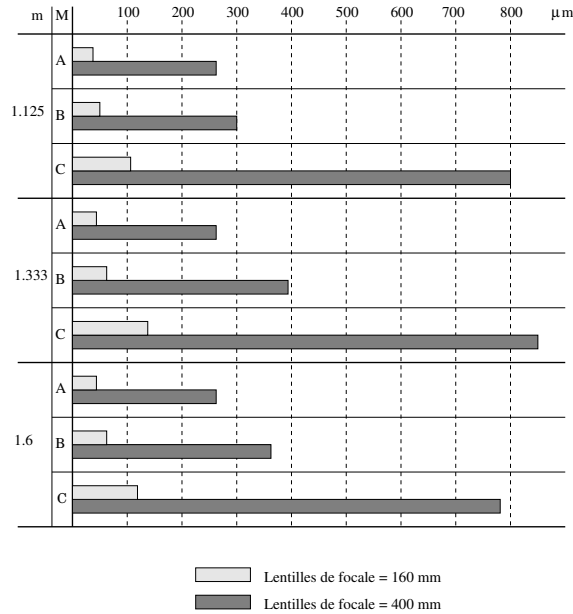


FIG. 6.8 - *Gammes de tailles mesurables avec le système à deux modes en fonction du masque utilisé, de la longueur focale des lentilles des unités d'émission/collection et de l'indice des particules.*

- La figure 6.8 résume les gammes de tailles obtenues [12, 13] avec 3 masques, pour différents indices de réfraction des particules et les deux distances focales retenues pour l'optique d'émission et de collection.

<sup>5</sup>Trois masques A, B, C on en fait été définis lors des simulations, ceci pour des tailles de particules allant de 1 à  $850\mu m$  et des indices de 1.2 à 1.6

### 6.3.4 Exemple de résultats expérimentaux

FIG. 6.9 - *Comparaison des mesures de taille en nombre et en volume obtenues avec un système conventionnel et un système à deux modes mesurant la même distribution physique.*

- La figure 6.9 présente le résultat d'un test préliminaire de mesure de la granulométrie en un point d'un spray par deux systèmes: un système conventionnel et un système à deux modes (les systèmes collectaient simultanément la lumière diffusée par les gouttes à respectivement  $60^\circ$  et  $30^\circ$ ). Ces mesures ont été obtenues avec le système développé en Allemagne.

Les figures du haut présentent les distributions de taille en nombre obtenues après correction. Elles sont d'allure semblable. Il existe cependant d'après le système conventionnel des gouttes de grande taille: celles-ci n'existent pas d'après le système à deux modes.

Les figures du bas présentent les distributions de taille en volume. Suivant le système conventionnel il y aurait une remontée de la fraction volumique correspondant à de très grosses gouttes. Il s'agit en fait d'un phénomène dû aux Effets de Trajectoire qui conduisent à l'interprétation de petites gouttes comme des gouttes de grand diamètre. Le système à deux modes ne conduit pas à ce type d'erreur.

Des résultats de mesures de tailles avec le système à deux modes que j'ai développé au laboratoire sont également présentés dans le chapitre 9, ces mesures de taille sont liées à la mesure de l'indice des particules.

## 6.4 La correction du volume de mesure

*Simulations liées au développement d'un système commercial*

Dans les chapitres et sections précédents, nous nous sommes surtout attachés à l'amélioration

de la précision des mesures de tailles individuelles. Le but de cette section est de rendre compte du travail engagé [13] pour améliorer les mesures globales et notamment la pondération des distributions par la section de détection associée à chaque particule, et ceci plus particulièrement en étudiant l'incidence des ET sur l'estimation de la relation entre la taille des particules et le volume de mesure qui leur est associé.

### 6.4.1 Problématique

La dynamique de taille mesurable par un système phase Doppler est liée essentiellement à celle des détecteurs et donc à un facteur d'intensité. La taille minimale mesurable correspond à une intensité minimale détectable (fonction du gain des détecteurs, de la puissance laser, de la densité en particules du milieu environnant le volume de mesure,...). La taille mesurable la plus importante est liée à la limite de saturation des détecteurs. L'intensité du signal diffusé par une particule dépend de son diamètre et de son indice mais aussi de l'éclairage incident à sa surface. Pour une onde plane, la détectabilité d'une particule dépend essentiellement de ses caractéristiques propres. Avec un éclairage gaussien (sonde phase Doppler), le gradient d'intensité à sa surface varie suivant sa position. De ce fait, le volume de mesure ou de "détectabilité" d'une particule évolue avec son diamètre, sa trajectoire. A ces évolutions générales s'ajoutent des effets plus singuliers. Ainsi les petites particules qui diffusent peu de lumière donnent des signaux bruités qui sont donc les plus susceptibles d'être rejetés par le traitement du signal (la qualité du traitement joue ainsi un rôle sur les dimensions réelles du volume de mesure). Les grosses particules peuvent être rejetées lorsqu'elles traversent certaines parties de la sonde (effets de trajectoire, effet du filtrage spatial). Elles peuvent même être prises pour deux particules (effet des deux bouffées, voir le chapitre 7), etc... Le volume réel de mesure d'un système phase Doppler n'a en fait pas grand chose à voir avec sa définition géométrique (ellipse de diamètre  $2\omega_0$  à  $1/e^2$ ). Celui-ci est extrêmement complexe à définir. Il dépend d'une multitude de paramètres dont certains sont difficilement contrôlables: extinction des faisceaux, accès optiques contaminés... Sa détermination est cependant de première importance car la connaissance de son évolution avec la taille des particules est nécessaire pour corriger les distributions "brutes" en nombre de particules obtenues et ainsi remonter à *la forme réelle des distributions* et *aux flux*, voir la figure 1.11.

Plusieurs méthodes permettant d'estimer la relation volume de mesure-taille de particule ont été proposées par différents auteurs. On peut les classer en trois types:

*i)* Le premier type de correction suppose une loi de diffusion générale pour toutes les tailles de particules (diffusion en  $D^2$  par exemple). Ceci revient à corriger de manière globale les distributions en nombre. Cette méthode est inadaptée aux milieux denses en particules, intermittents. La mesure absolue des flux nécessite une calibration expérimentale.

*ii)* Le deuxième type de correction, **de loin le plus utilisé**, consiste à déterminer une loi reliant la longueur des signaux expérimentaux à la section transverse de détection des particules [52, 5]. En mesurant la vitesse et la taille des particules (mesure de phase), il est ainsi possible de déterminer une loi d'évolution d'une section de mesure en fonction du diamètre des particules. La section de longueur maximale, pour une taille de particule, est alors retenue comme dimension transverse du volume de mesure de toutes les particules de cette même taille.



Cette méthode est parfaitement adaptée aux mesures dans des milieux denses puisqu'elle autocalibre les dimensions du volume de mesure à partir des signaux collectés. Cependant elle présente deux limites importantes:

- A moins de disposer d'une mesure de trois composantes de vitesse pour chaque particule détectée *une hypothèse doit être faite sur la forme du volume de mesure*, ceci pour compenser l'absence d'une mesure du flux des particules suivant certaines directions. Cette méthode permet ainsi de corriger correctement les distributions pour des écoulements uni-directionnels ainsi que des écoulements bi-directionnels si deux composantes de vitesse sont mesurées. Pour des écoulements fortement tridimensionnels, des erreurs sur les flux massiques de l'ordre de 50 à 300% ne sont pas rares.

- Cette méthode permet une bonne estimation de la forme de la relation taille de particule-volume de mesure, mais ne permet pas d'obtenir des valeurs absolues précises. Celles-ci dépendent de paramètres comme la densité du spray, la qualité des accès optiques, l'homogénéité, la sphéricité des particules, que ne prennent pas en compte les systèmes phase Doppler actuels.

iii) La troisième méthode consiste à ajouter aux deux premières des fonctions de correction supplémentaires basées sur une calibration expérimentale de différents paramètres: évolution de la validation des mesures avec la taille des particules, influence de l'occultation des faisceaux sur la mesure de taille, influence du traitement du signal sur la mesure des petites particules, etc... Cette méthode est bien sûr très lourde, mais permet de meilleures estimations des flux (en valeur absolue et relative) [117, 61].

Dans le cadre du développement du système à deux modes, un travail est actuellement effectué [13] pour déterminer quelle est l'influence des ET sur les dimensions et la forme du volume de mesure. Ce travail, basé sur l'utilisation de cartes TLMG, consiste à établir une base de données permettant de suivre l'évolution de diverses quantités statistiques comme la largeur moyenne de la sonde suivant une direction, l'évolution du taux de validation en fonction de paramètres bien contrôlés, l'évolution des mesures de flux suivant la direction des particules dans une section du volume de mesure. Une fois ces données connues, une modélisation basée sur l'optique géométrique pourra être envisagée.

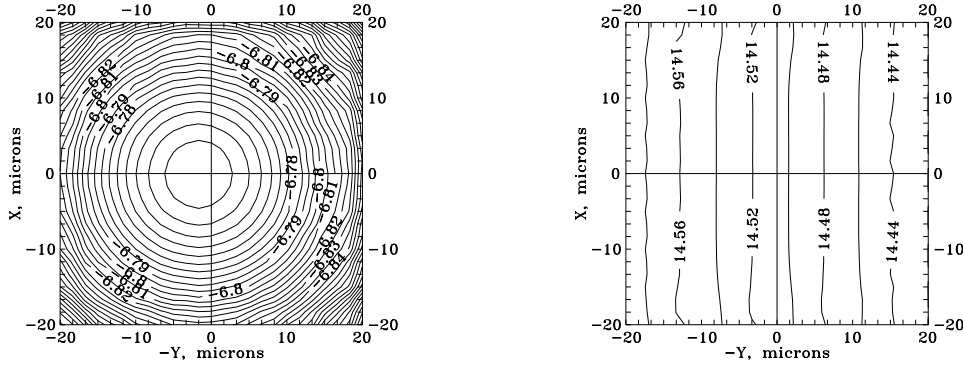
La section suivante présente quelques résultats préliminaires sur l'approche numérique.

#### 6.4.2 Sur l'estimation de la section efficace $XY$ du système à deux modes

##### Méthodologie

La géométrie simulée pour ce test est identique à celle définie par le tableau 6.3, excepté que les longueurs d'onde sont interverties entre les deux systèmes. Pour des gouttes d'eau et une dynamique sur la phase du système plan de  $0 - 320^\circ$ , la gamme de taille théoriquement mesurable est de  $0 - 276 \mu m$ . Le volume de mesure simulé a un diamètre de  $130 \mu m$ .

Les cartes TLMG d'intensité et de phase ont été calculées pour la coupe ( $XOY$ ) de la sonde et différentes tailles de gouttes d'eau. De façon similaire au chapitre 4, un grand nombre de trajectoires de gouttes a été simulé à partir de ces cartes. Ces trajectoires doivent répondre à différents critères évolutifs pour être validées:

(a) Système SM: Carte d'intensité ( $\log(W)$ )

(b) Système SM: Carte de différence de phase (deg)

FIG. 6.10 - Cartes TLMG pour une goutte d'eau de  $5\mu m$  et la géométrie Standard Modifiée.

• Le maximum d'intensité le long des trajectoires doit dépasser un seuil minimum (**I**). Ce seuil a été fixé de façon à assurer pour une dynamique de  $1600 (= 10^{-3.2})$  sur l'intensité (dynamique de taille de 40) la mesure simultanée de gouttes de  $5$  et  $200\mu m$ . Le maximum d'intensité des signaux produits par une goutte de  $200\mu m$  est pour la géométrie SM de  $10^{-3.8}W$ . Une dynamique de 40 sur la taille impose la détection d'une intensité de  $10^{-6.8}W$ . Ce seuil assure à une goutte de  $5\mu m$  une section de mesure "circulaire" de  $\approx 25\mu m$  de diamètre, figure 6.10.

• Une mesure de taille en dehors de la gamme physique (erreur d'interpolation conduisant à  $D < 0$  par exemple) est rejetée, (**S**).

• La longueur de chaque trajectoire est testée. Si celle-ci ne dépasse pas une longueur minimale (correspondant à deux interfranges:  $10.8\mu m$ ), elle est rejetée (**L**).

• Le rapport de phase est calculé autour du maximum des trajectoires. Toute déviation de  $\pm 20\%$  sur le diamètre mesuré par les deux systèmes conduit à un rejet (**R**).

• L'orientation de chaque trajectoire est testée. Une gamme d'orientations peut être sélectionnée et définie par l'angle ( $\Omega$ ) (voir la figure 4.8). Trois cas seront distingués: toutes les orientations possibles ( $\forall \Omega$ ), une tolérance de  $\pm 30^\circ$  à la direction ( $OX$ ) (système classique) ( $\Omega > 60deg$ ), une tolérance de  $\pm 30^\circ$  à la direction ( $OY$ ) (correction optimale attendue des ET) ( $\Omega < 30deg$ ).

Dans ce manuscrit, seulement deux particules sont considérées: une goutte d'eau de  $50\mu m$  et une autre de  $100\mu m$  [13]. Pour chacune, quatre cartes TLMG sont présentées: les cartes d'intensité et de phase pour les systèmes plan et Standard Modifié, ainsi que sept histogrammes et un tableau résumant diverses quantités statistiques.

• Les cinq premiers histogrammes de tailles présentés correspondent à différents niveaux d'application des critères de sélection des trajectoires:

(a) Critère d'intensité plus celui sur les erreurs de calcul (I+S),

(b) Idem plus longueur minimale de la trajectoire ou signal (I+S+L),

- (c) Idem plus rapport de phase (I+S+L+R),
- (d) = (c) +  $\Omega > 60 \text{ deg}$  (I+S+L+R+ $\Omega > 60 \text{ deg}$ ),
- (e) = (c) +  $\Omega < 30 \text{ deg}$  (I+S+L+R+ $\Omega < 30 \text{ deg}$ ).

- Les données statistiques correspondant à ces histogrammes sont les suivantes:

- le taux de validation en pourcentage du nombre nominal de trajectoires,
- $D_{min}$ : diamètre minimum validé,
- $D_{max}$ : diamètre maximum validé,
- $D_0$ : diamètre arithmétique moyen,
- $\sigma_{D_0}$ : écart type sur  $D_0$
- $D_{20}$ : diamètre moyen surfacique,
- $D_{30}$ : diamètre moyen volumique,
- $D_{32}$ : diamètre moyen de Sauter,
- $L_{min}$ : longueur minimale des trajectoires validées,
- $L_{max}$ : longueur maximale des trajectoires validées,
- $L_0$ : longueur moyenne des trajectoires,
- $\sigma_{L_0}$ : écart type sur  $L_0$ ,

- Les deux autres histogrammes présentés correspondent à une étude en fonction de l'orientation des trajectoires:

(f) Du diamètre moyen arithmétique, adimensionalisé par le diamètre nominal de la goutte  $D_{initial}$  (Cette courbe est supposée parfaitement constante par les phase Doppler classiques).

(g) De la longueur moyenne des trajectoires, adimensionalisée par le diamètre géométrique de la sonde  $2\omega_o$ . Cette valeur est également supposée parfaitement constante par les systèmes phase Doppler classiques.

## Discussion

### • Forme et position de la section de mesure

La comparaison des cartes d'intensité pour les trois tailles de gouttes, figures 6.10-11-12 montre que la forme de la section de mesure évolue de manière importante avec la taille. Pour la goutte de  $5\mu m$  elle est circulaire, alors que pour les deux autres, elle tend vers une forme d'ellipsoïde. Cette dernière forme vient de l'apparition d'une contribution réfléchie par les particules de plus en plus importante. Le rapport de phase va cependant contribuer à tronquer cette section de mesure suivant la direction (OY). La figure 6.12 (g) montre en effet que la longueur des

trajectoires validées suivant  $(OY)^6$  est très inférieure à celle des autres directions. La troncature de l'ellipsoïde suivant cette direction est de l'ordre de 30% et est attribuable aux ET.

La position du volume de mesure dépend également de la taille des particules. En effet, si l'on se réfère pour ce centre au maximum d'intensité diffusé, celui-ci est localisé en  $\approx -2.5\mu m$  pour la goutte de  $5\mu m$  alors que pour les gouttes de 50 et  $100\mu m$  il est localisé en  $\approx 25$ , et  $50\mu m$ . Le déplacement de ce maximum est en fait directement relié aux paramètres d'impact des différents rayons contribuant au signal. Il est de ce fait aisément prévisible (voir les chapitres 1 et 4).

A partir de la figure 6.13, il est clair que pour des tailles de particule plus importantes, il peut y avoir formation de deux volumes de mesure distincts, centrés sur la position correspondant au maxima des lumières réfléchi et réfractée.

#### • La validation des mesures de taille

L'ajout des critères de validation des trajectoires ("signaux") dans les figures 6.12 *a*), *b*), *c*) et 6.14 *a*), *b*), *c*) améliore de manière significative les mesures de taille. Les données statistiques correspondantes, tableaux 6.4 et 6.5, quantifient cette amélioration.

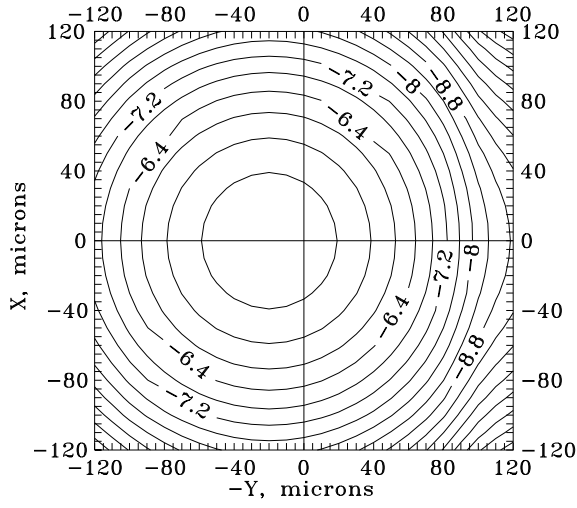
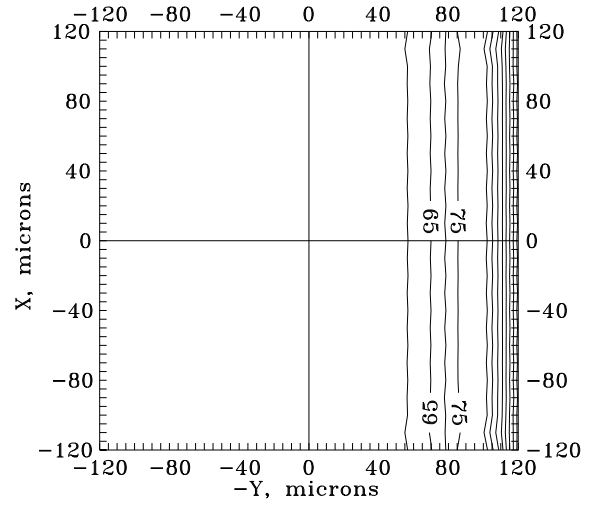
Les mesures de taille avec l'adjonction d'un critère sur le rapport de phase (contrairement aux simulations du chapitre 4) sont manifestement bien meilleures. La correction des ET, pour des trajectoires d'orientations très différentes de celles attendues, n'est cependant pas encore parfaite. Les figures 6.12(*f*) et 6.14(*f*) montrent par ailleurs qu'il existe même une corrélation entre le diamètre moyen et l'orientation des trajectoires. Remarquons que la symétrie imparfaite de ces dernières courbes, vis à vis de  $\Omega = 0^\circ$ , tient à ce que le critère d'intensité est uniquement basé sur le signal du détecteur  $D_1$  (non centré).

#### • Vers la modélisation de ces effets

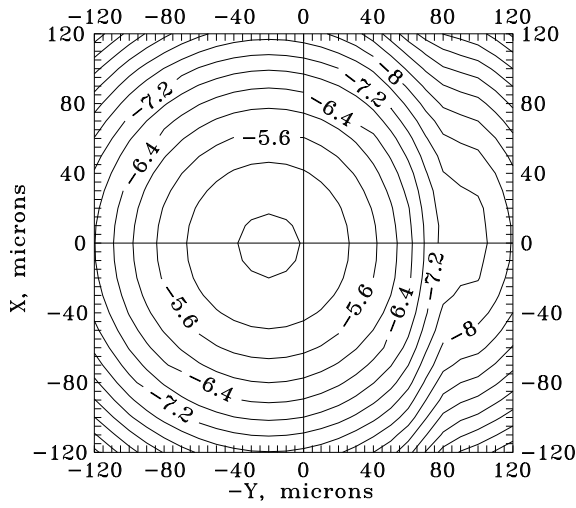
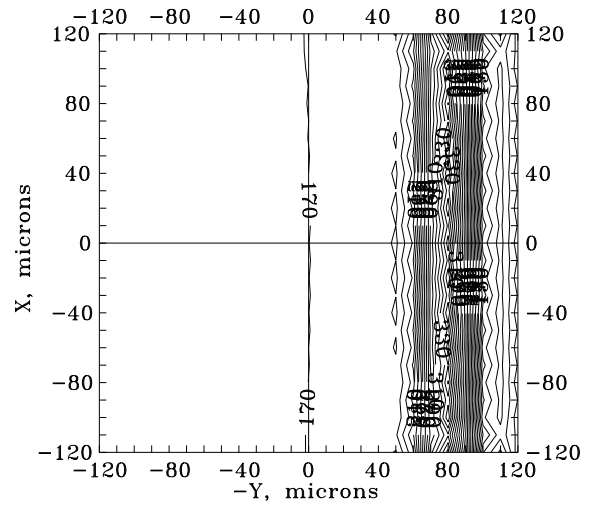
L'optique géométrique permet de prédire avec une bonne précision la phase associée à un processus de diffusion défini. De même, comme nous le verrons dans le chapitre 7, elle permet de prédire avec une bonne précision la position des maxima d'intensité dans une sonde phase Doppler, ainsi que leur forme, ceci à partir de formules analytiques relativement simples, prenant en compte la dimension et l'indice des particules, l'angle d'observation, le diamètre de la sonde... Un modèle analytique des effets prédits par la TLMG, doit donc pouvoir être raisonnablement développé et les données statistiques obtenues précédemment à partir des cartes TLMG, permettront une validation de celui-ci.

---

<sup>6</sup>c'est à dire la dimension effective de la section de mesure suivant cette direction,  $\Omega = 0^\circ$ ,

(a) Système Plan: Carte d'intensité ( $\log(W)$ )

(b) Système Plan: Carte de différence de phase (deg)

(c) Système SM: Carte d'intensité ( $\log(W)$ )

(d) Système SM: Carte de différence de phase (deg)

FIG. 6.11 - Cartes TLMG pour une goutte de  $50\mu m$ , pour les géométries plane et modifiée standard.

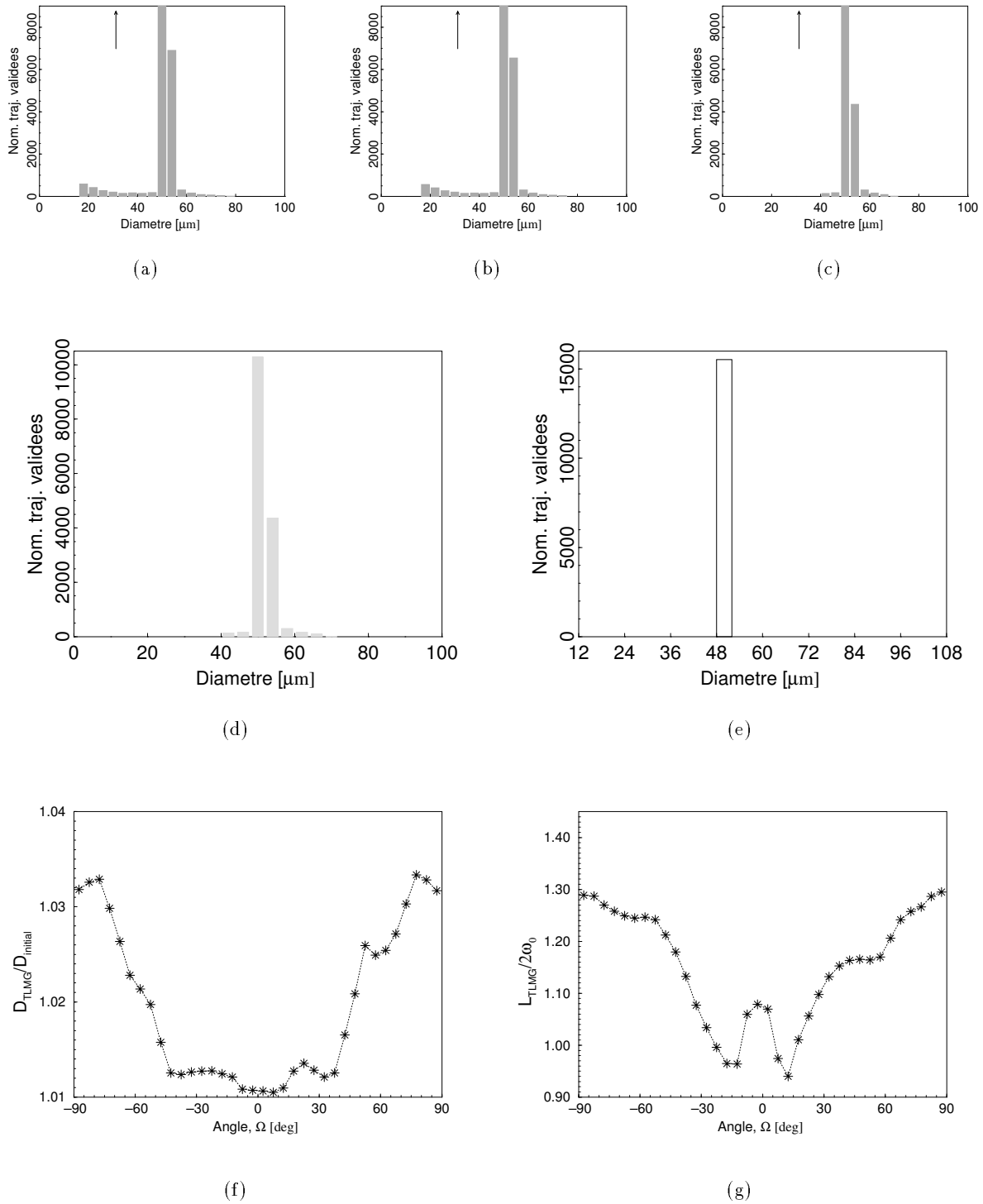
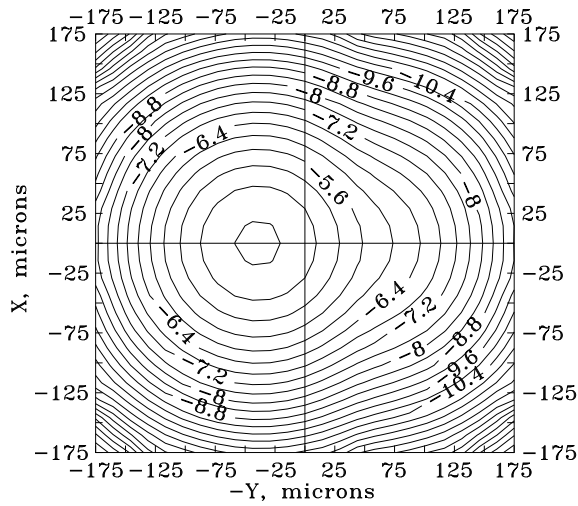
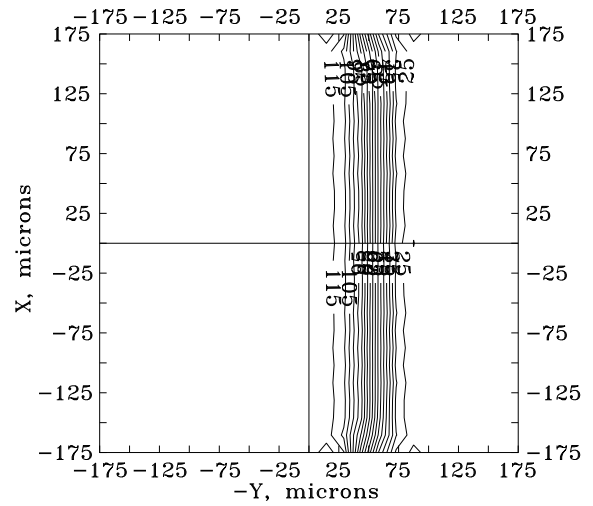


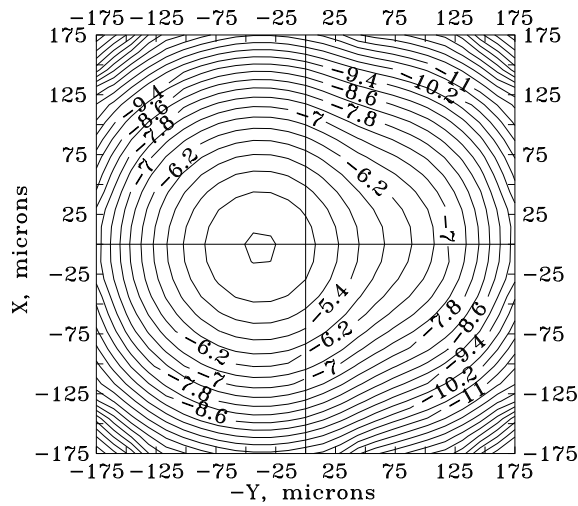
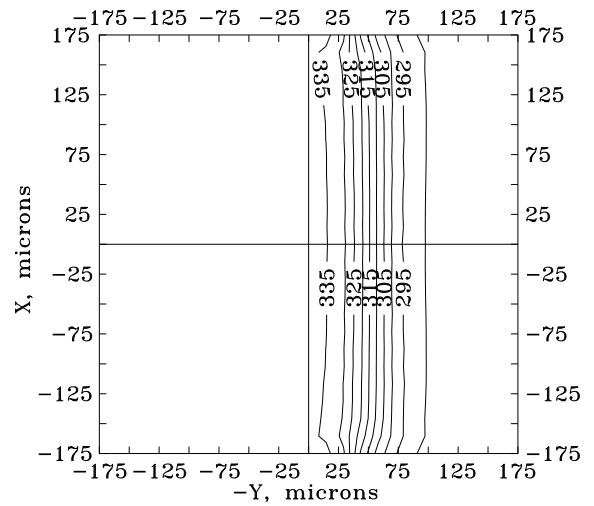
FIG. 6.12 - Goutte de  $50\mu\text{m}$ , histogrammes de tailles et dépendance angulaire du diamètre moyen et de la longueur moyenne des trajectoires.

	Traj. N. Val. /I/S: 100%	
$D_{min}$ : 17.4468	$D_{max}$ : 76.3223	$D_0$ : 50.11499 $\sigma_{D_0}$ : 5.25304
$D_{20}$ : 50.39124	$D_{30}$ : 50.57873	$D_{32}$ : 50.95581
$L_{min}$ : 3.89392	$L_{max}$ : 203.5769	$L_0$ : 139.2495 $\sigma_{L_0}$ : 58.67068
	Traj. N. Val. /I/S/L: 89%	
$D_{min}$ : 17.4468	$D_{max}$ : 75.62539	$D_0$ : 50.08589 $\sigma_{D_0}$ : 5.29217
$D_{20}$ : 50.36661	$D_{30}$ : 50.55668	$D_{32}$ : 50.93896
$L_{min}$ : 10.90219	$L_{max}$ : 203.5769	$L_0$ : 146.5929 $\sigma_{L_0}$ : 58.8817
	Traj. N. Val. /I/S/L/R: 85%	
$D_{min}$ : 40.1809	$D_{max}$ : 68.0922	$D_0$ : 50.9781 $\sigma_{D_0}$ : 1.55362
$D_{20}$ : 51.0037	$D_{30}$ : 51.0284	$D_{32}$ : 51.0779
$L_{min}$ : 10.9022	$L_{max}$ : 203.577	$L_0$ : 149.517 $\sigma_{L_0}$ : 59.4804
	Traj. N. Val. /I/S/L/R/ $\Omega > 60^\circ$ : 28 %	
$D_{min}$ : 40.1809	$D_{max}$ : 68.0922	$D_0$ : 51.4811 $\sigma_{D_0}$ : 2.43906
$D_{20}$ : 51.53886	$D_{30}$ : 51.59981	$D_{32}$ : 51.72193
$L_{min}$ : 15.1209	$L_{max}$ : 203.5769	$L_0$ : 163.9556 $\sigma_{L_0}$ : 79.95861
	Traj. N. Val. /I/S/L/R/ $\Omega < 30^\circ$ : 28%	
$D_{min}$ : 49.6122	$D_{max}$ : 51.93999	$D_0$ : 50.59451 $\sigma_{D_0}$ : .2315627
$D_{20}$ : 50.59516	$D_{30}$ : 50.59568	$D_{32}$ : 50.59669
$L_{min}$ : 10.90219	$L_{max}$ : 197.99	$L_0$ : 132.5751 $\sigma_{L_0}$ : 68.12224

TAB. 6.4 - Goutte d'eau de  $50\mu\text{m}$ , variation des grandeurs statistiques après application de différents critères (I) d'intensité, (L) longueur minimale, (R) rapport de phase, ( $\Omega$ ) d'orientation: histogrammes de tailles a), b), c), d), e).

(a) Système Plan: Carte d'intensité ( $\log(W)$ )

(b) Système Plan: Carte de différence de phase (deg)

(c) Système SM: Carte d'intensité ( $\log(W)$ )

(d) Système SM: Carte de différence de phase (deg)

FIG. 6.13 - Cartes TLMG pour une goutte d'eau de  $100\mu\text{m}$ , pour les géométries plane et modifiée standard.



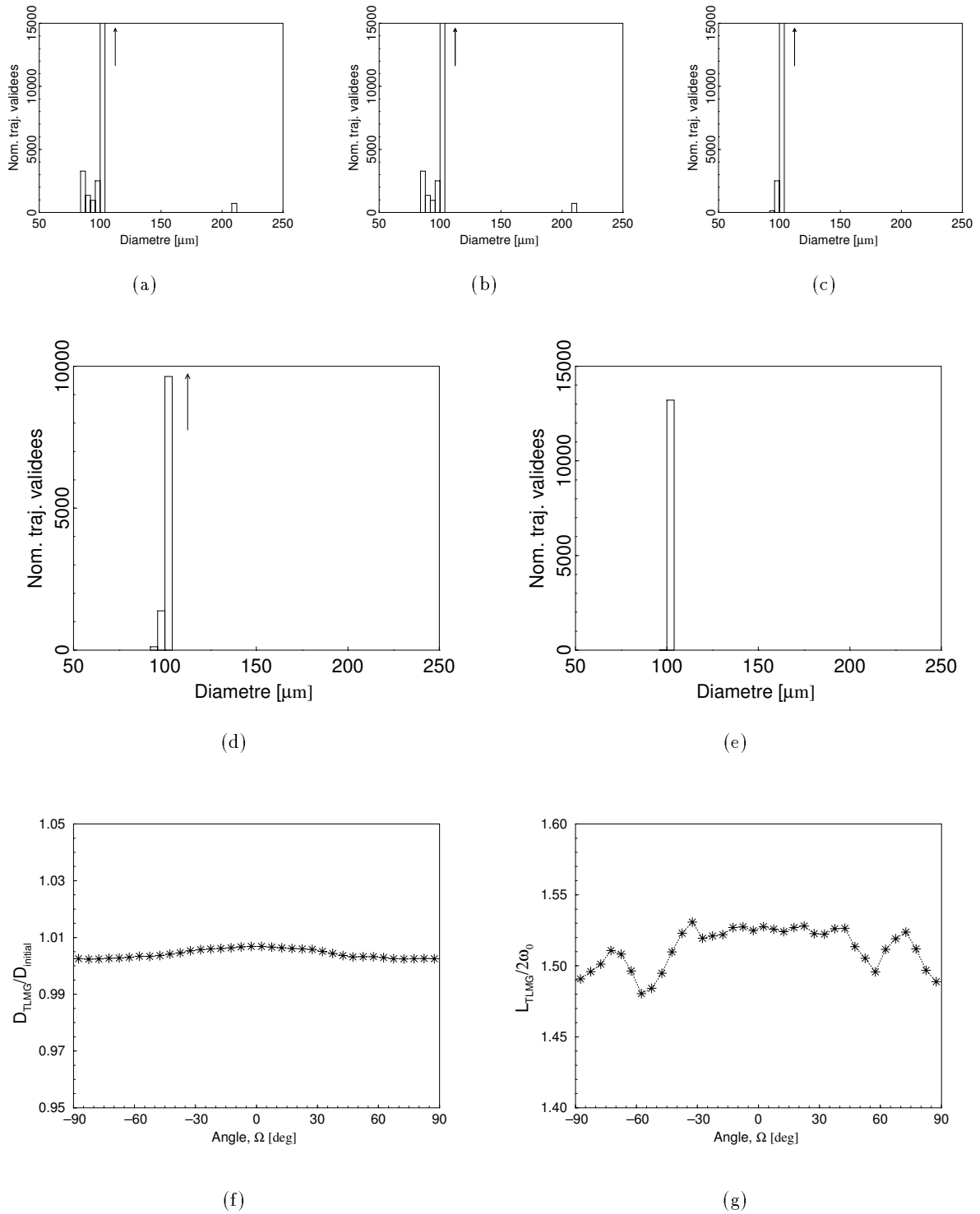


FIG. 6.14 - Goutte d'eau de 100μm, histogrammes de tailles et dépendance angulaire du diamètre moyen et de la longueur moyenne des trajectoires.

	Traj. N. Val. /I/S/: 100%	
$D_{min}$ : 86.4022	$D_{max}$ : 209.412	$D_0$ : 100.7 $\sigma_{D_0}$ : 14.7288
$D_{20}$ : 101.8182	$D_{30}$ : 103.5109	$D_{32}$ : 106.981
$L_{min}$ : 0.	$L_{max}$ : 266.049	$L_0$ : 183.953 $\sigma_{L_0}$ : 57.8731
	Traj. N. Val. /I/S/L: 99.9%	
$D_{min}$ : 86.4034	$D_{max}$ : 209.412	$D_0$ : 100.7 $\sigma_{D_0}$ : 14.6604
$D_{20}$ : 101.7942	$D_{30}$ : 103.4718	$D_{32}$ : 106.911
$L_{min}$ : 10.9762	$L_{max}$ : 266.049	$L_0$ : 184.181 $\sigma_{L_0}$ : 57.8556
	Traj. N. Val. /I/S/L/R: 85%	
$D_{min}$ : 95.4225	$D_{max}$ : 101.5250	$D_0$ : 100.4379 $\sigma_{D_0}$ : 0.659776
$D_{20}$ : 100.4431	$D_{30}$ : 100.4400	$D_{32}$ : 100.4338
$L_{min}$ : 11.1689	$L_{max}$ : 266.049	$L_0$ : 196.780 $\sigma_{L_0}$ : 58.8310
	Traj. N. Val. /I/S/L/R/ $\Omega > 60^\circ$ : 26%	
$D_{min}$ : 95.4225	$D_{max}$ : 101.5250	$D_0$ : 100.251 $\sigma_{D_0}$ : 0.950711
$D_{20}$ : 100.2657	$D_{30}$ : 100.2703	$D_{32}$ : 100.2796
$L_{min}$ : 14.7259	$L_{max}$ : 233.102	$L_0$ : 195.627 $\sigma_{L_0}$ : 60.6997
	Traj. N. Val. /I/S/L/R/ $\Omega < 30^\circ$ : 31%	
$D_{min}$ : 99.4004	$D_{max}$ : 100.6922	$D_0$ : 100.6 $\sigma_{D_0}$ : 7.87147E-02
$D_{20}$ : 100.6266	$D_{30}$ : 100.6287	$D_{32}$ : 100.6328
$L_{min}$ : 11.1689	$L_{max}$ : 266.049	$L_0$ : 198.234 $\sigma_{L_0}$ : 60.5740

TAB. 6.5 - Goutte d'eau de 100 $\mu$ m, variation des grandeurs statistiques après application de différents critères (I) d'intensité, (L) longueur minimale, (R) rapport de phase, ( $\Omega$ ) d'orientation: histogrammes de taille a), b), c), d), e).

## 6.5 Conclusion

Dans ce chapitre, le principe du système à Deux Modes pour la mesure de taille, de deux composantes de vitesse et des flux associés, a été introduit. Ce système permet une correction des ET, supérieure aux systèmes Plan et Standard Modifié, grâce à un critère basé sur le rapport de phase. Quelques éléments sur les problèmes liés à la correction des distributions en taille ont été mis en évidence. L'application du système à Deux Modes pour la mesure d'indice, la mesure de fibres cylindriques et celle des particules ovoïdes, est considérée dans les chapitres 9 et 12.

A titre de conclusion sur la correction des ET apportée par la méthode proposée, on peut résumer les caractéristiques des trois géométries pour lesquelles cette méthode s'applique, voir la figure 6.15. Deux cas sont considérés ici, un système à une et un système à deux composantes.

On remarquera que l'utilisation de systèmes à deux composantes permet d'obtenir deux composantes de vitesse mais également d'augmenter le domaine de correction des ET et d'aller vers d'autres types de diagnostics: mesure de fibres (cylindriques, chapitre 12), de particules ovoïdes (particules déformées, chapitres 12), de l'indice de particules (chapitres 7, 8, 9).

FIG. 6.15 - Résumé des caractéristiques des différentes géométries proposées pour l'élimination des effets de trajectoire.

Système à une composante						
Géométries	Petites Particules	Vitesse	Correction	Particules reflechissantes	Angle de collection	Autres diagnostics
Standard Modifiée	Oui	Transverse	$\Omega < 45^\circ$	Oui	Usuel	Non
Plane	Non	Principale		Difficile	Limité	Cylindres

Système à deux composantes						
Géométries	Petites Particules	Vitesse	Correction	Particules reflechissantes	Angle de collection	Autres diagnostics
Standard Modifiée	Oui	Transverse et Principale	$\Omega > 45^\circ$	Oui	Usuel	indice, ovoïdes (Deux Bouffées)
Plane	Non		$\Omega > 45^\circ$	Difficile	Limité	Cylindres
Deux Modes	Oui		$\Omega > 45^\circ$	Oui	Certaines limites	Cylindres, ovoïdes indice



## Deuxième partie

# Extension de l'APD à la mesure d'indice



L'accès à l'indice des particules détectées ouvre de larges perspectives pour le diagnostic des phénomènes mis en jeu dans les milieux diphasiques (voir l'introduction générale). Ces perspectives qui portent entre autres sur le suivi de la dispersion de particules dans un fluide, l'étude des phénomènes de coalescence, la mesure de température de particules, etc..., font qu'un effort particulier pour obtenir des mesures simultanées de taille et d'indice doit être effectué.

Avant de présenter les méthodes originales développées lors de ce travail pour la mesure simultanée taille/indice/vitesse (chapitres 7, 8, 9), nous allons situer le contexte de notre approche, ceci en essayant de résumer le principe et les domaines d'application de trois techniques optiques, répondant à notre objectif de mesure de taille et d'indice.

## 7.0 Méthodes optiques de mesure simultanée de la taille et de l'indice

### 7.0.1 L'arc-en-ciel monochromatique:

Cette méthode proposée par Roth, Anders et Frohn [118, 119, 120] puis développée parallèlement par Sankar et al [121] permet la mesure de l'indice de particules sphériques. Elle a été également proposée pour mesurer la taille des particules ainsi que le diagnostic de leur non-sphéricité [122]. Son principe est basé sur le fait que la position angulaire du premier arc-en-ciel monochromatique [43] est, pour une particule donnée et en première approximation, uniquement reliée à l'indice de celle-ci (ce qui est vrai avec une bonne approximation pour les particules de plus de  $500\mu m$  de diamètre).

La figure 7.0 présente le diagramme de diffusion dans la région du premier arc-en-ciel, et pour la polarisation perpendiculaire<sup>7</sup>, d'une goutte d'eau ( $m = 1.333$ ) et d'une goutte d'éthanol ( $m = 1.364$ ) de  $150\mu m$  de diamètre, éclairées par une onde plane ( $\lambda = 0.6328\mu m$ ).

Les diagrammes de diffusion sont dans cette région particulièrement complexes. Néanmoins, en partant des angles de diffusion les plus faibles, on constate après une zone de très faible intensité (zone sombre d'Alexander), une brusque augmentation de l'intensité suivie d'oscillations. Le pic maximum en intensité localise la position dite du "premier angle d'arc-en-ciel". Pour l'eau et l'alcool, la position de ce maximum diffère de près de  $4.4^\circ$ . C'est la position angulaire de ces pics que l'on relie à l'indice, tandis que la "fréquence" des oscillations moyennes (fréquence de Airy) et hautes fréquences (fréquence d'ondulation) de la figure 7.0 est reliée à la taille [122].

Pratiquement, l'obtention expérimentale de ces diagrammes est réalisée par imagerie de la lumière diffusée sur une ligne de photodiodes. La résolution limite annoncée de cette technique

---

<sup>7</sup>Condition à remplir pour la bonne observation du phénomène,



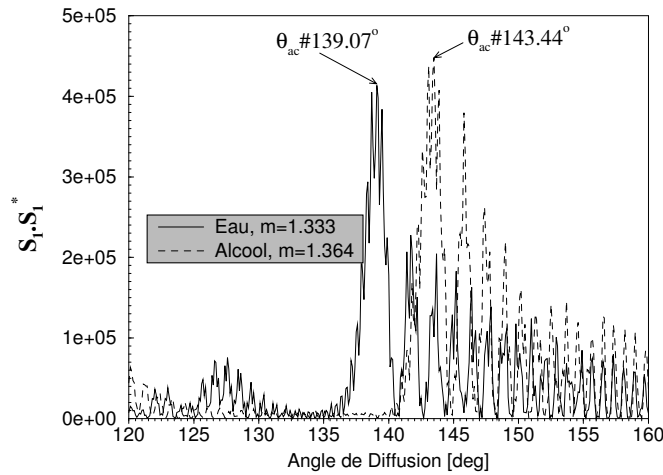


FIG. 7.0 - Diagrammes de diffusion pour la polarisation perpendiculaire et autour de la région du premier arc-en-ciel, d'une goutte d'eau et d'une goutte d'alcool, éclairées par une onde plane,  $\lambda = 0.6328 \mu m$ .

porte sur la 4ème décimale de l'indice, ce qui se traduit pour les mesures de température par une précision de l'ordre de 1 à 20 K pour les liquides courants. Cette technique aux performances très prometteuses est encore l'objet de nombreux tests et recherches de laboratoire <sup>8</sup>. Elle est également l'objet de recherches au laboratoire [26, 27]. Les limites principales de cette technique, mises en évidence ou potentielles, sont à ma connaissance les suivantes :

- Elle ne permet pas de mesurer la vitesse des particules dans sa configuration classique.
- La technique de l'angle d'arc-en-ciel ne permet pas de déterminer l'indice de particules de moins de 30 à 40  $\mu m$ .
- La position angulaire de l'arc-en-ciel dépend en fait de la taille des particules et ce d'autant plus que les particules sont petites. Pour la plupart des applications, une correction de la position de l'angle d'arc en ciel en fonction de la taille des particules doit être effectuée. Cette correction diminue la résolution théorique annoncée pour cette technique.
- L'excellente résolution angulaire nécessaire pour une mesure précise de l'indice limite la dynamique sur l'indice et sur les tailles des particules mesurables. La position de l'arc-en-ciel varie en effet de manière importante avec l'indice (et la taille des particules lorsque leur diamètre se réduit), sa localisation est donc limitée par le système d'imagerie et d'acquisition par une ligne de photodiodes. De plus, la résolution angulaire nécessaire nécessite l'emploi de capteurs à plus de 2000 photodiodes dont le temps de réponse peut être considéré, pour certaines applications, comme non négligeable. Ajoutons que la dynamique en intensité des photodiodes est beaucoup plus limitée que celle des photo-multiplicateurs. La dynamique sur les tailles mesurables est donc plus réduite que pour l'anémométrie phase Doppler par exemple.
- La très grande sensibilité de la technique la rend très sensible aux écarts à la sphéricité des particules [122].
- Tous les tests numériques et les expériences de laboratoire ont été effectués dans des condi-

<sup>8</sup>La société commerciale AEROMETRICS [63] a développé un prototype intégré utilisé pour des mesures in-situ de température (le système complet utilise un système phase Doppler pour la mesure de taille et de vitesse).

tions d'éclairement uniforme des particules, c'est à dire en onde plane ou pour un diamètre de faisceau très grand comparé à celui des particules. Or, dans des conditions réelles de mesure, le diamètre de la sonde optique doit être le plus réduit possible afin d'augmenter la résolution spatiale mais surtout d'éviter la présence de plusieurs particules en même temps dans le volume de mesure. En d'autres termes, l'effet du gradient d'éclairage sur les particules n'est pas pris en compte dans cette technique. Or, nous avons montré pour l'APD quelles implications cet effet pouvait avoir sur les mesures. A titre d'exemple, la figure 7.1(a) présente l'évolution du diagramme de diffusion dans la région de l'arc en ciel d'une goutte d'eau de  $150\mu\text{m}$  de diamètre, et ce, pour trois positions de cette goutte dans un volume de mesure de  $150\mu\text{m}$  de diamètre. Les paramètres optiques du calcul sont donnés dans cette figure et la géométrie est précisée par la figure 7.1(b).

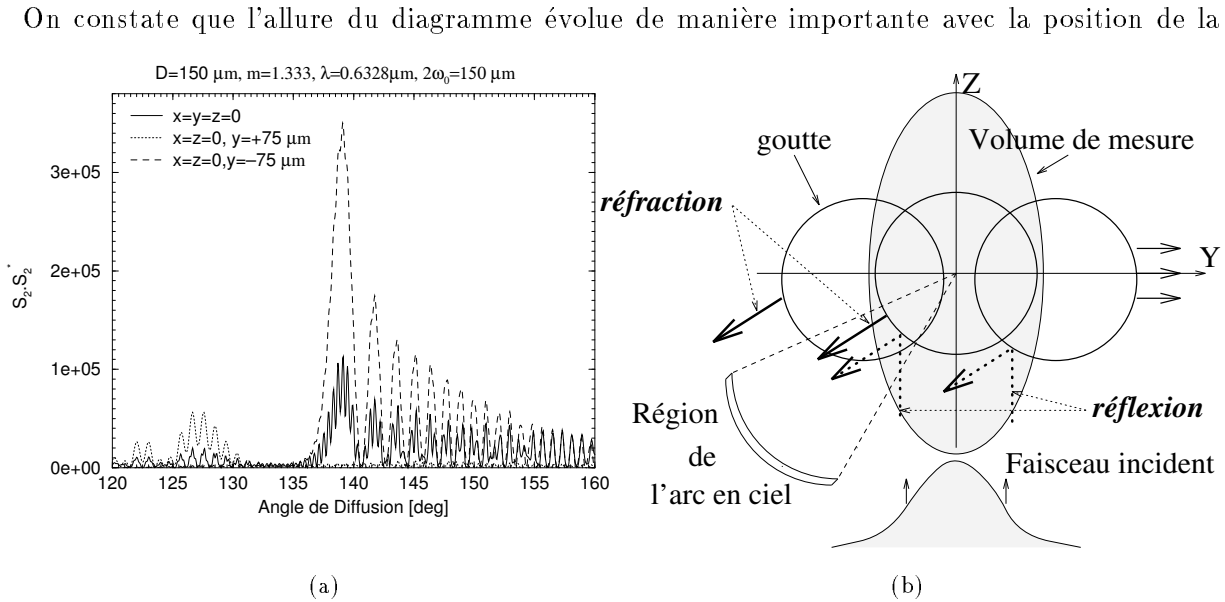


FIG. 7.1 - (a) Mise en évidence de l'influence de la position d'une goutte d'eau dans le volume de mesure sur la forme du signal d'arc-en-ciel. (b) Le profil d'intensité dans la sonde optique amplifie différemment les poids respectifs des lumières réfléchie ou réfractée dans la région de l'arc-en-ciel suivant la position de la goutte.

goutte suivant  $(OY)$ ,  $(X = Z = 0)$ . En fait tout comme pour l'APD, le profil d'intensité dans la sonde module le poids respectif des différents modes de diffusion contribuant au diagramme de diffusion. On peut parler, ici encore, d'Effets de Trajectoire (ET). Lorsque la goutte est du côté  $Y < 0$ , figure 7.1 (b), la réfraction est amplifiée: la position de l'angle d'arc-en-ciel est clairement identifiable, figure 7.1 (a); le diagramme de diffusion présente un maximum plus important que dans les autres cas et sans oscillations haute fréquence. Pour une position centrale de la goutte,  $Y = 0$ , le maximum d'intensité est plus faible, des oscillations de hautes fréquences<sup>9</sup> sont présentes: ce diagramme correspond approximativement à celui que l'on obtiendrait pour un éclairage plan. Lorsque la goutte est du côté  $Y > 0$ , il y a amplification du poids de la lumière réfléchie par la goutte dans la direction de l'angle d'arc-en-ciel. Il n'y a plus dans ce

<sup>9</sup> Appelée: fréquence d'ondulation.

cas de phénomène d'arc-en-ciel (plus de maximum d'intensité autour de la position attendue). Les oscillations haute fréquence restent présentes: elles sont signe d'une diffusion dominée par la réflexion. Ce résultat implique deux choses essentielles sur le signal d'arc-en-ciel:

- Dans le cas d'un déplacement suivant ( $OY$ ) des particules, les différents processus de diffusion se succèdent dans le temps. Le diagramme d'arc-en-ciel doit donc être prélevé à un certain instant au cours de la traversée du volume de mesure par les particules. A notre connaissance, aucune information sur ce temps n'a été publiée dans la littérature. Ajoutons que la réponse temporelle des photo-diodes et leur faible dynamique d'intensité nécessite une intégration du signal dont la durée doit être comparée au temps de transit des particules dans la sonde et surtout à l'intervalle de temps entre les différents modes de diffusion collectés.
- Dans le cas d'un déplacement suivant ( $OX$ ), voire quelconque, le signal d'arc-en-ciel n'est pas toujours présent dans le signal recueilli. En effet, le signal produit par une particule se déplaçant suivant ( $OX$ ) pour  $Y < 0$ , ne donnera pas de pic caractéristique de l'indice.

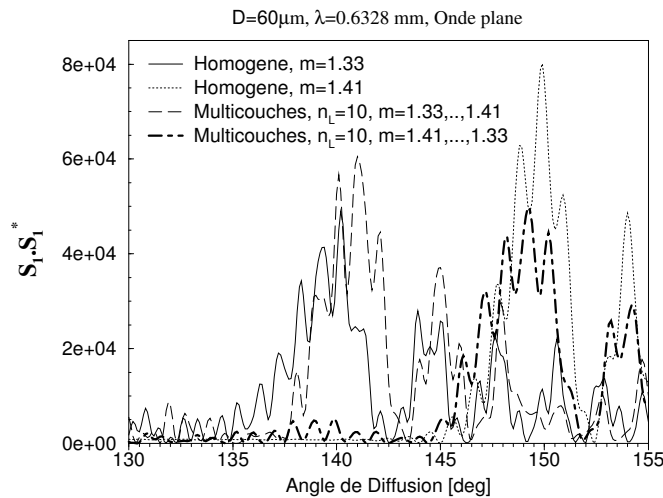


FIG. 7.2 - Mise en évidence de l'influence d'un gradient d'indice à l'intérieur des particules sur la localisation angulaire de "l'arc-en-ciel". Quatre cas sont considérés: i) une goutte d'eau, ii) une goutte de fuel, iii) une goutte avec un profil d'indice évoluant de façon linéaire depuis son centre ( $m = 1.33$ ) vers sa surface ( $m = 1.41$ ), iv) une goutte du même type que le cas précédent mais de profil inversé.

- L'application de la méthode de l'angle d'arc-en-ciel aux mesures de température dans les milieux en combustion [121] peut soulever la question sur sa robustesse à la présence de gradients de température à l'intérieur des particules [123]. La figure 7.2 correspond au calcul du diagramme de diffusion, dans la région du premier arc-en-ciel, d'une goutte d'eau ( $m = 1.33$ ) et d'une goutte de fuel ( $m = 1.41$ ). Deux particules à profil d'indice <sup>10</sup> linéaire divisé en 10 couches sont également considérées avec un indice évoluant, du coeur vers l'extérieur, de  $m = 1.33$  à

<sup>10</sup>voir le chapitre 10,

1.41 et de  $m = 1.41$  à 1.33.

Les deux particules à profil d'indice ont des diagrammes de diffusion intermédiaires entre ceux des deux gouttes homogènes. La forme des diagrammes comme la position des maxima d'intensité diffèrent. Ces effets ont été étudiés à partir de l'Optique Géométrique (OG) par [123], cependant les outils théoriques et numériques développés dans cette thèse <sup>11</sup> [20, 19] sur la diffusion de la lumière par une particules sphérique multicouches éclairée par un faisceau de forme arbitraire, permettent de simuler rigoureusement ces effets. Remarquons qu'au laboratoire, nous développons actuellement cette technique [26, 33, 27], en raison de ses potentialités pour les mesures de température de gouttes et de cylindres.

### 7.0.2 Méthode du rapport de polarisation

Cette technique pour la mesure de taille et d'indice relie ces quantités à la mesure du rapport de l'intensité diffusée pour deux polarisations orthogonales, à un angle donné [124]. Ce type de méthode correspond à la méthode optique d'ellipsométrie [125]. La mesure des deux intensités est faite par deux détecteurs placés en arrière d'une même optique. Ils observent la lumière diffusée par une particule à la fois. Celle-ci est éclairée par un faisceau laser polarisé à  $45^\circ$  des plans d'observations des deux détecteurs. Ceux-ci sont munis de polariseurs et n'observent qu'une seule polarisation. La position angulaire de l'optique de collection (angle de diffusion) est généralement à  $90^\circ$  de la direction de propagation du faisceau incident.

Cette méthode est limitée à l'étude des particules de moins de 40 à  $50\mu m$  de diamètre. Elle ne permet pas la mesure de vitesse [124]. De plus, les résultats publiés correspondent à des éclaircissements uniformes [89]. Remarquons cependant que cette technique est en fait, par la gamme de taille traitée, complémentaire des autres méthodes de mesure d'indice.

### 7.0.3 L'APD et la méthode du rapport de phase

Dans l'équation 1.30, le facteur de conversion de la phase s'exprime comme le produit: *i*) d'une fonction complexe de l'indice et des paramètres optiques et *ii*) du diamètre de la particule. La connaissance des paramètres optiques, moyennant la mesure de deux différences de phase, doit donc permettre de déduire l'indice et la taille des particules.

La proportionnalité de la phase par rapport au diamètre implique que le rapport de deux mesures de phase, pour une même particule, donne une valeur directement fonction de l'indice et des paramètres optiques. L'expression qui suit donne ainsi l'évolution du rapport de deux différences de phase mesurées (différences de phase mesurées:  $\Delta\Phi_I$  et  $\Delta\Phi_{II}$ ) en fonction des paramètres optiques des deux géométries utilisées (*I*) et (*II*), et de l'indice de la particule détectée.

$$\frac{\Delta\Phi_I}{\Delta\Phi_{II}} = \frac{\sin \alpha_I \sin \psi_I}{\sin \alpha_{II} \sin \psi_{II}} \cdot \frac{\lambda_{II}}{\lambda_I} \cdot \left[ \frac{2(1 + \cos \alpha_{II} \cos \psi_{II} \cos \phi_{II})[1 + m^2 - m\sqrt{2(1 + \cos \alpha_{II} \cos \psi_{II} \cos \phi_{II})}]}{2(1 + \cos \alpha_I \cos \psi_I \cos \phi_I)[1 + m^2 - m\sqrt{2(1 + \cos \alpha_I \cos \psi_I \cos \phi_I)}]} \right]^{1/2} \quad (7.4)$$

Cette idée de A. Naqwi et al [126] a été appliquée sur un système phase Doppler, qualifié de système étendu. Classiquement, le système est constitué de deux unités de collection placées

---

<sup>11</sup>voir les chapitres 10 et 11,

à deux angles de collection distincts (typiquement  $\phi_I = 30$  et  $\phi_{II} = 60^\circ$ ), figure 7.3. Chacune de ces géométries est définie par ses paramètres optiques propres. Il s'agit en fait d'un système classique si ce n'est que deux mesures de différence de phase sont effectuées. Dans le cas de [126], l'équation précédente se simplifie puisque l'on a  $\alpha_I = \alpha_{II}$ ,  $\lambda_I = \lambda_{II}$  et deux optiques rigoureusement identiques ( $\psi_I = \psi_{II}$ ).

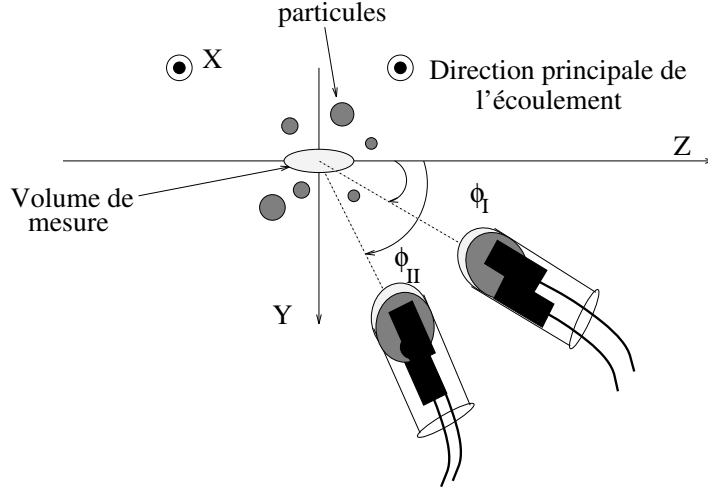


FIG. 7.3 - Schéma de la géométrie phase Doppler étendue pour la mesure d'indice, proposée par Naqwi et al.

La résolution théorique annoncée pour cette technique est de l'ordre de  $\pm 0.005$  sur l'indice d'une particule pour un système à quatre détecteurs [126]. En fait, cette estimation est faite à partir de simulations pour un éclairage par onde plane. Or, compte tenu de la géométrie utilisée, cette technique n'est pas libre d'ET. Le rapport de phase évolue dans une géométrie phase Doppler classique de manière non-négligeable avec la trajectoire des particules dans la sonde optique. La largeur à mi-hauteur de la distribution d'indice obtenue pour "un spray d'eau" se trouve ainsi être de l'ordre de 0.06 [127]. Ceci est suffisant pour distinguer statistiquement deux solutions d'indice différent telles que l'eau ( $m = 1.33$ ) et l'eau-sucrée ( $m = 1.42$ ) [127], mais insuffisant pour différencier des solutions d'indice plus proche (eau/ethanol( $m=1.36$ )) ou espérer obtenir des mesures de température de gouttes. Les autres points critiques de cette technique sont :

- La dynamique sur les mesures de taille qui est faible malgré l'utilisation de 4 détecteurs. La dynamique de taille va typiquement de 40 à  $120\mu m$  sur un système testé [128]. Elle ne permet pas de mesurer l'indice de particules de moins de  $40\mu m$ . Brenn et al [127] semblent avoir étendu quelque peu cette dynamique, mais elle reste cependant très faible.
- L'utilisation de deux unités de collection séparées augmente considérablement les problèmes d'alignement de l'optique et alourdit le traitement du signal et le coût du système.

Dans la suite de cette partie, deux approches originales pour étendre l'anémométrie phase Doppler à la mesure de l'indice sont introduites. Elles n'utilisent, entre autres, qu'une seule unité de collection.

## Chapitre 7

# La Technique des Deux Bouffées: mesure de l'indice réel

Les deux géométries phase Doppler proposées dans les chapitres précédents, pour l'élimination des Effets de Trajectoire (ET), sont basées sur une analyse de la phase des signaux autour de leur maximum. Celles-ci permettent de mesurer un processus de diffusion dominant, constitué essentiellement par de la réfraction pour une particule dite réfractante ou de la réflexion pour une particule dite "réfléchissante" ou "absorbante". Il peut sembler néanmoins regrettable que

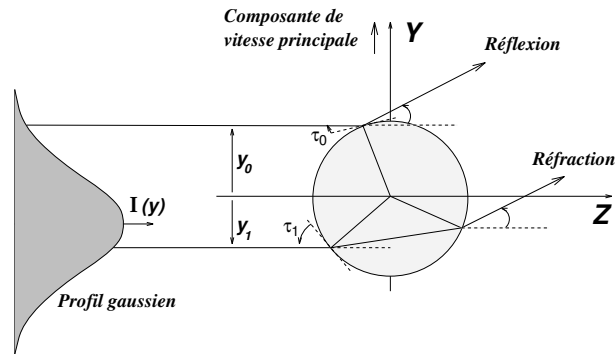


FIG. 7.1 - Schéma simplifié des processus de diffusion d'une particule réfractante ( $m > 1$ ) vers l'avant (en dehors de la zone de diffraction).

les autres processus de diffusion présents dans le signal et qui de surcroît sont distincts de par le décalage temporel créé par la vitesse, la trajectoire de la particule et le gradient d'intensité dans la sonde, soient perdus, inutilisés. En effet, si l'on considère la lumière réfléchie par une particule, l'information qu'elle transporte est essentiellement liée à l'état de surface de cette dernière et donc à son diamètre dans le cas d'une particule sphérique, figure 7.1. La lumière réfractée par la particule véhicule, elle, une information sur l'état de sa surface mais aussi sur les propriétés de son matériau: que ce soit son indice réel, son absorption, son inhomogénéité.

A partir de ces remarques, le but de ce chapitre est de présenter le travail que j'ai effectué pour étendre l'Anémométrie Phase Doppler (APD) à la mesure d'indice <sup>1</sup>, suivant le principe de

<sup>1</sup>voir les chapitres 8 et 12 pour d'autres applications,

la technique que j'ai baptisée sous le nom de "Dual Burst Technique" (DBT) ou de "Technique des deux bouffées" (TDB) [16, 9, 17].

Ce chapitre se découpe en six sections. La première présente le principe de base de la TDB. La seconde introduit la méthode d'inversion des mesures de phase utilisée pour remonter à l'indice et à la taille des particules. La troisième section expose quelques-uns des paramètres fondamentaux à optimiser. Les simulations faites avec la TLMG sont exposées dans la quatrième section. La cinquième section présente la procédure expérimentale et les résultats obtenus lors du premier test de mesure d'indice avec la TDB. La sixième section est une conclusion avec perspectives.

## 7.1 Principe

La séparation dans le temps des différents processus de diffusion de la lumière par une particule traversant un volume optique de mesure est due:

- à sa vitesse,
- au profil gaussien d'intensité sur sa surface,
- à la différence des paramètres d'impact des rayons diffusés dans la direction des détecteurs.

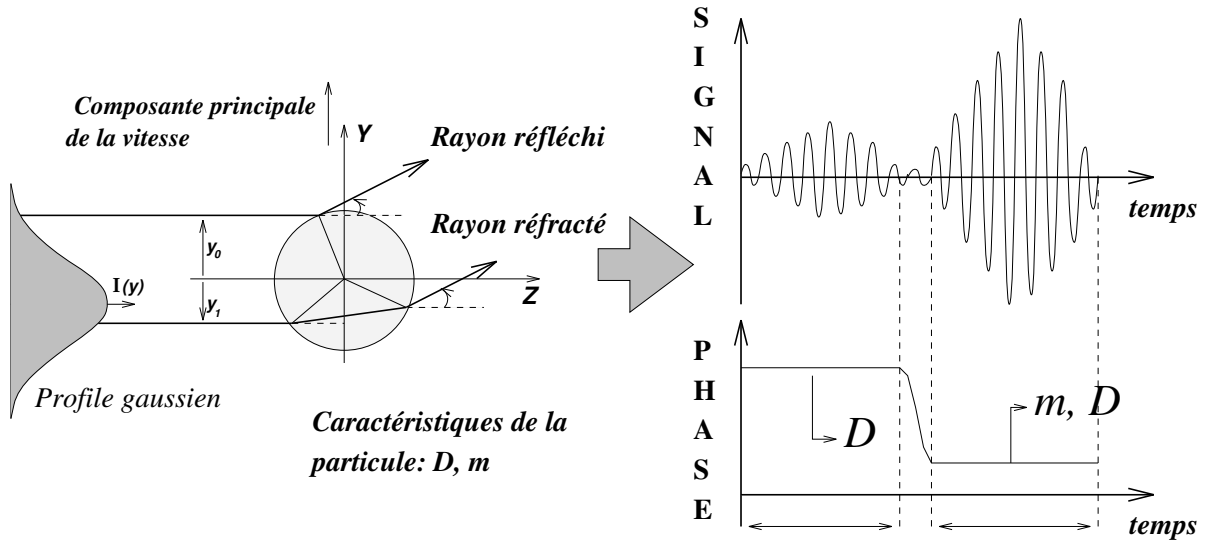


FIG. 7.2 - Schéma du principe de la mesure de taille, vitesse et indice réel de particules, par la technique des deux bouffées

Cette séparation n'est réalisable qu'à partir d'une géométrie Plane ou Standard Modifiée (SM) [4, 5, 15, 8], dont on réduit les dimensions du volume de mesure. Dans ces conditions, une particule qui traverse un volume de mesure, observé vers l'avant, produit un signal phase Doppler composé de deux parties, une première due à la réflexion et une seconde due à la réfraction (l'ordre d'apparition dépend du sens de déplacement de la particule par rapport aux détecteurs), voir la figure 7.2. L'analyse en continu d'une paire de ces signaux nous donne alors, si les deux processus de diffusion ont été correctement séparés, un diagramme de phase constitué

lui-même de deux parties, une partie due à la réflexion dont nous pourrions déduire la taille ( $D$ ) de la particule, et une autre partie due à la réfraction dont nous pourrions déduire, connaissant la taille de la particule, son indice réel ( $m$ ).

Cette méthode originale de mesure d'indice [16, 17] nécessite de connaître la procédure d'inversion de la phase réfractée pour déduire l'indice. De plus, une étude d'optimisation des différents paramètres optiques ou de traitement du signal est nécessaire. Ceci fait l'objet des deux sections qui suivent.

## 7.2 Procédure d'inversion des mesures de phase

Dans cette partie, la procédure d'inversion des mesures de phase est donnée pour un système phase Doppler à 2 composantes de vitesse et 4 détecteurs, figure 7.3.

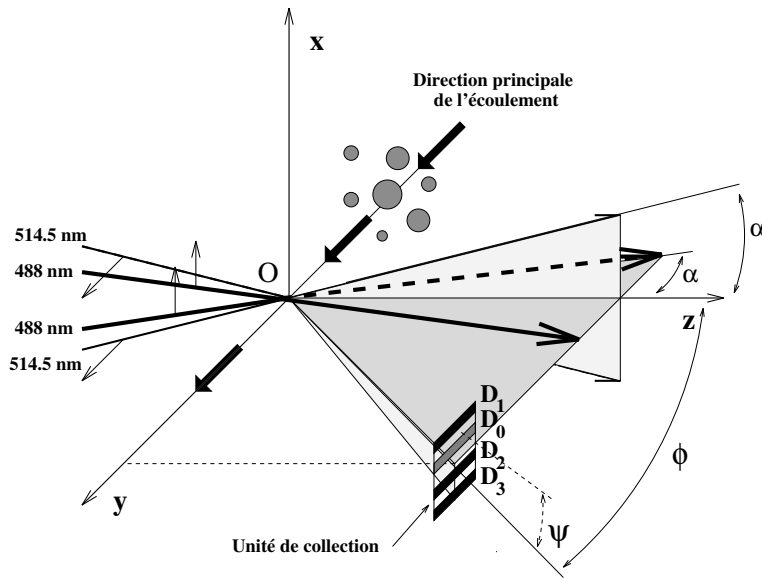


FIG. 7.3 - Système Phase Doppler à deux composantes, géométrie Standard Modifiée (MS).

Les trois détecteurs  $D_1$ ,  $D_2$ ,  $D_3$  sont utilisés pour la mesure de la taille et de la composante de vitesse  $V_{OX}$  et le détecteur  $D_0$  est utilisé pour la mesure de la composante de vitesse  $V_{OY}$ . Des détecteurs  $D_1$  et  $D_2$  on peut déduire la différence de phase  $\phi_p^{12}$  et de  $D_1$  et  $D_3$  la différence de phase  $\phi_p^{13}$ , où  $p$  correspond au processus de diffusion considéré,  $p = 0$  pour la réflexion et  $p = 1$  pour le premier ordre de la réfraction. Les facteurs de conversion de phase sont dans le rapport  $|C_p^{12}| < |C_p^{13}|$ . Les phases sont prises dans la gamme  $[0, 2\pi]$ , avec  $C_1^{1j} > 0$  et  $C_0^{1j} < 0$  ( $j = 2, 3$ ) d'où:

**Pour la réflexion ( $p = 0$ ):**

Nous obtenons avec  $n_0$  entier naturel:

$$\Phi_0^{13} = C_0^{13} D + 2\pi (n_0 + 1) \quad (7.1)$$

$$\Phi_0^{12} = C_0^{12} D + 2\pi \quad (7.2)$$



Considérant les relations précédentes,  $n_0$  s'exprime par:

$$n_0 = INT \left[ \frac{1}{2\pi} \left( \Phi_0^{13} - \frac{C_0^{13}}{C_0^{12}} (2\pi - \Phi_0^{12}) \right) \right] \quad (7.3)$$

De la phase des signaux phase Doppler créés par réflexion  $\Phi_0^{12}$  et  $\Phi_0^{13}$ , le diamètre de la particule détectée s'écrit en utilisant la relation précédente pour le calcul de  $n_0$ :

$$D = \frac{\Phi_0^{13} - (n_0 2\pi + 1)}{C_0^{13}} \quad (7.4)$$

L'erreur relative sur la mesure de taille est estimée par:

$$\frac{\Delta D}{D} = \frac{\Delta \Phi_0^{13}}{\Phi_0^{13} - (n_0 2\pi + 1)} \quad (7.5)$$

Remarquons qu'augmenter  $C_0^{13}$  ( $n_0$  est une fonction de ce paramètre) fait décroître l'erreur relative sur le diamètre mesuré  $D$ <sup>2</sup>.

#### Pour la réfraction $p = 1$ :

Nous obtenons avec  $n_1$  entier naturel:

$$\Phi_1^{13} = C_1^{13} D - 2\pi n_1 \quad (7.6)$$

$$\Phi_1^{12} = C_1^{12} D \quad (7.7)$$

$$n_1 = INT \left[ \frac{1}{2\pi} \left( \frac{C_1^{13}}{C_1^{12}} \Phi_1^{12} - \Phi_1^{13} \right) \right] \quad (7.8)$$

$C_1^{12}$  et  $C_1^{13}$  étant tous les deux fonction de l'indice de la particule,  $n_1$  ne peut être déduit directement. Pour résoudre ce problème, nous devons faire une approximation:  $C_1^{13}$  peut être déduit de  $C_1^{12}$  indépendamment de l'indice de la particule, sans introduire d'erreur sur  $n_1$  (voir plus loin pour la justification). Connaissant  $n_1$ , on peut déduire la valeur du coefficient  $C_1^{13}$  (mesuré) qui est reliée à l'indice de la particule détectée:

$$C_1^{13} = \frac{\Phi_1^{13} + 2\pi n_1}{D} = \mathbf{f}(\mathbf{m}) \quad (7.9)$$

Il reste à déterminer la relation qui lie  $m$  à  $C_1^{13}$ . D'après Naqwi et al [57], les facteurs de conversion pour la réflexion ( $C_0^i$ ) et la réfraction ( $C_1^i$ ) peuvent s'exprimer simplement, pour un détecteur sans dimension, comme une fonction de l'angle hors axe  $\phi$ , du demi-angle entre les faisceaux  $\alpha$ , de l'angle d'élévation  $\psi^i$  et de l'indice réel de la particule  $m$ , par (le signe des deux relations qui suivent est inversé par rapport à celui introduit par Naqwi et al):

$$C_0^i = - \frac{u^i}{\sqrt{2(1-v^i)}} \quad (7.10)$$

---

<sup>2</sup>Remarquons que pour éviter toute erreur de  $2\pi$  sur  $\Phi_0^{13}$ , la déviation maximum sur la valeur de  $\Phi_0^{12}$ , doit être inférieure à  $\Delta \Phi_0^{12} = \pi \frac{C_0^{12}}{C_0^{13}}$  (on suppose ici simplement que dans ce cas  $\Delta n = 1$  avec  $\Delta \Phi_0^{13} = 0$ ).

$$C_1^i = \frac{m u^i}{\sqrt{2(1+v^i)[1+m^2-m\sqrt{2(1+v^i)}]}} \quad (7.11)$$

avec

$$\begin{cases} u^i = k \sin(\alpha) \sin(\psi^i) \\ v^i = \cos(\alpha) \cos(\psi^i) \cos(\phi) \end{cases} \quad (7.12)$$

où  $i = 1, 2, 3$ , est l'indice du détecteur considéré et  $k$  le vecteur d'onde des faisceaux incidents. Pour des mesures de différence de phase, les paramètres utiles sont, pour  $p = 0, 1$ :

$$C_p^{1j} = C_p^1 - C_p^j, \quad j = 2, 3 \quad (7.13)$$

Finalement, de la connaissance de la différence de phase des signaux réfléchis, le diamètre de la particule détectée peut être déterminé avec la relation 7.4. Connaissant ce diamètre, de la phase des signaux réfractés, on peut déduire l'indice réel de la particule à partir de la relation suivante (déduite de l'inversion de l'équation 7.11):

$$m = \frac{\sqrt{2(1+v^1)} + \sqrt{2(1+v^1) - 4w}}{2w} \quad (7.14)$$

où,

$$\begin{cases} w = 1 - \frac{2(u^1)^2}{(1+v^1)(C_1^{13})^2} \\ C_1^{13} = \frac{\Phi_1^{13} + 2\pi n_1}{D} \end{cases} \quad (7.15)$$

Il reste à vérifier l'hypothèse faite pour le calcul de  $n_1$ . Pour cela, on peut calculer l'évolution du rapport  $C_1^{13}/C_1^{12}$  avec l'indice, voir la figure 7.4. Les paramètres optiques utilisés pour ces calculs sont ceux du système réalisé pour le test expérimental (tableau 7.1).

Cette figure montre que la dépendance du rapport  $C_1^{13}/C_1^{12}$  vis à vis de l'indice est extrêmement faible ce qui, compte tenu de la valeur discrète du paramètre  $n_1$ , valide l'hypothèse faite pour son calcul.

### 7.3 Paramètres à optimiser

Après avoir déduit les expressions reliant les phases réfléchie et réfractée au diamètre et à l'indice des particules, on peut optimiser les paramètres optiques de la technique et ceci suivant trois critères principaux:

- Le rapport d'intensité entre les deux processus de diffusion. Il doit être modéré afin de permettre une détection correcte du processus le plus faible, condition nécessaire à la mesure simultanée taille-indice.
- La sensibilité de la phase réfractée à l'indice des particules. Celle-ci, conditionnant de manière importante la résolution de la technique, doit être accrue.
- La dynamique sur la mesure de la taille et de l'indice. Ce paramètre dépend bien sûr des applications souhaitées, mais doit être d'une façon générale augmenté.

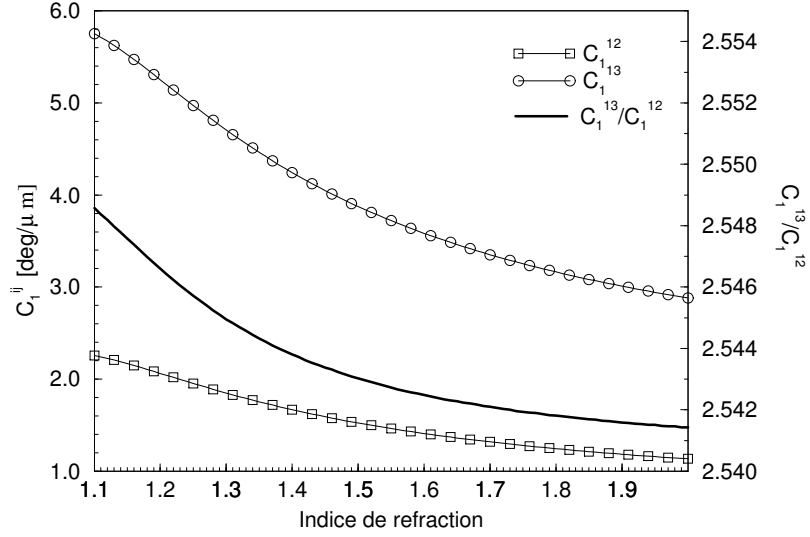


FIG. 7.4 - Evolution des facteurs de conversion de la phase de la lumière réfractée et de leur rapport, pour le couple de détecteurs 13 et 12, en fonction de l'indice des particules.

### 7.3.1 Rapport d'intensité réfractée/réfléchi

Ce paramètre dépend essentiellement de l'angle de diffusion considéré, ( $\approx \phi$ ). L'influence de ce dernier sur ce rapport peut être appréciée à partir de la figure 8.4. Cette figure présente, pour un éclairage plan et les polarisations parallèle et perpendiculaire, l'évolution de l'intensité diffusée par une particule en fonction de l'angle de diffusion ( $\approx$  angle hors-axe) considéré et de l'indice  $m = 1.33, 1.34, 1.35$  de la particule.

En diffusion avant, on peut remarquer que le rapport d'intensité entre la réfraction et la réflexion de la lumière est plus conséquent pour la polarisation parallèle que pour la polarisation perpendiculaire. Pour la première, la lumière réfléchi disparaît même totalement à l'angle de Brewster ( $74.2^\circ$  pour  $m = 1.33$ ). La polarisation perpendiculaire est donc la plus souhaitable pour la TDB, compte tenu du critère énoncé plus haut.

### 7.3.2 Sensibilité de la phase à l'indice et dynamique

Le facteur de conversion de la lumière réfractée dépend de l'indice des particules étudiées (Eq. 7.14) suivant:  $\alpha, \phi, \psi, \lambda$ . Remarquons que nous sommes intéressés par une sensibilité à l'indice, exprimée par  $dC_1^{13}/dm$ .

- Dans l'équation 7.11, la longueur d'onde incidente  $\lambda$  intervient en facteur multiplicatif inverse. Décroître la longueur d'onde incidente augmente donc la valeur de la phase associée à la particule. Ceci se comprend aisément puisque, dans ce cas, le chemin optique des rayons traversant la particule est augmenté. Le "déphasage" par rapport à un rayon non-diffusé est donc plus conséquent [43]. Ceci augmente également le paramètre de taille ( $\pi D/\lambda$ ) et donc diminue les oscillations de Mie, de même que cela renforce le domaine d'application des prédictions de l'OG.

- Toujours d'après l'équation 7.11, on peut remarquer que le demi-angle  $\alpha$  entre les faisceaux

et l'angle d'élévation des détecteurs  $\psi$  jouent un rôle équivalent, dans l'approximation des petits angles. Ainsi seul leur produit est à considérer comme variable pertinente. Augmenter d'un facteur 2 l'angle entre les faisceaux et simultanément réduire d'un facteur 2 l'angle entre les détecteurs ne provoque aucun changement ni sur le facteur de conversion ni sur une variable aussi complexe que la visibilité des signaux (des tests effectués à l'aide de la TLMG ont confirmé ce fait). Nous utiliserons, donc comme paramètre, le produit  $\alpha\psi$ .

• La figure 7.5 présente l'évolution du facteur de conversion de la phase de la lumière réfractée avec l'indice, (a) à produit  $\alpha\psi$  fixé en fonction de l'angle hors-axe  $\phi$  et (b) à angle hors-axe fixé en fonction du produit  $\alpha\psi$ .

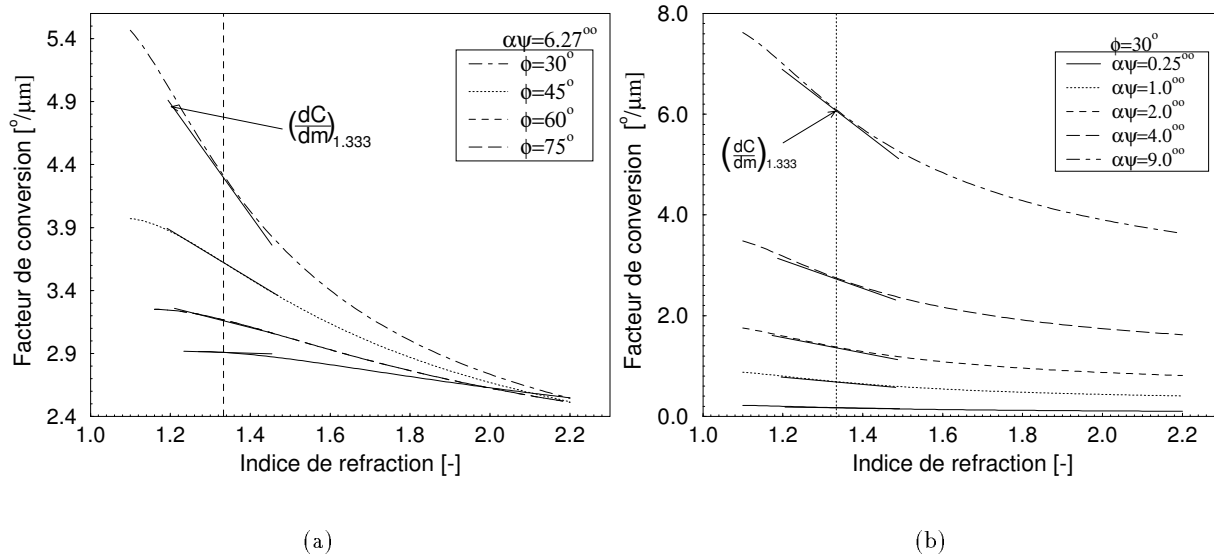


FIG. 7.5 - Optique géométrique: (a) Evolution du facteur de conversion de la phase avec l'indice, l'angle hors axe intervient en paramètre,  $\alpha\psi = 6.27^\circ$ . (b) Evolution du facteur de conversion avec l'indice, le produit de l'angle entre les faisceaux et de l'angle d'élévation intervient en paramètre, avec  $\phi = 30^\circ$ ,  $\lambda = 0.6328\mu\text{m}$ .

Dans cette figure, il apparaît clairement que la pente des courbes,  $\frac{dC_1^{13}}{dm}$  ou "sensibilité de la phase à l'indice" est une fonction décroissante de l'indice et de l'angle hors-axe et une fonction croissante du produit  $\alpha\psi$ . A titre d'exemple de cette sensibilité, pour une particule de  $200\mu\text{m}$  et les paramètres optiques suivants:  $\phi = 30^\circ$ ,  $\alpha = 1.7^\circ$ ,  $\psi = 3.69^\circ$ , la variation d'indice résultant d'une erreur sur la phase de  $\pm 4 \text{ deg}$  est, autour de  $m = 1.33$ , de  $\pm 0.005$ .

### 7.3.3 Dynamique de taille

La dynamique sur les tailles des particules mesurables est un paramètre déterminant de l'APD classique. Elle l'est aussi pour la TDB. Si l'on observe les figures 7.5 (a) et (b) et les conditions à remplir pour augmenter la sensibilité de la phase à l'indice, on constate qu'elles coïncident avec des facteurs de conversion très importants.

Or la dynamique sur les tailles mesurables diminue avec l'augmentation des facteurs de conversion. De plus, si l'on considère le rapport d'intensité entre le processus réfracté et celui réfléchi,

$\lambda$	632.8 nm	Hauteur de l'ouverture	2.77°
$\alpha$	1.7°	détecteur rectangulaire	
polarisation	ortho.	Largeur de l'ouverture	0.277°
$\varphi$	30°	$2\omega_o$	54 $\mu m$
$\psi_{D_1}$	+3.69°	$\psi_{D_3}$	-3.69°

TAB. 7.1 - Géométrie phase Doppler utilisée pour les tests expérimentaux de mesure d'indice avec la TDB.

on remarque que l'optimisation de ce paramètre va aussi dans le sens opposé à l'augmentation de la sensibilité à l'indice. Un compromis doit donc être trouvé entre ces trois paramètres. Il dépend bien sûr de manière importante de l'application envisagée.

## 7.4 Simulations par Théorie de Lorenz-Mie Généralisée

La configuration optique qui a été retenue pour tester le principe de la TDB est décrite dans le tableau 7.1. Cette géométrie est seulement composée des détecteurs D1, D3. Ce couple de détecteurs est en fait l'unique responsable de la sensibilité de la technique à l'indice et au diamètre des particules. Pour cette configuration, la traversée de la sonde suivant l'axe (OY) par des gouttelettes d'eau a été simulée. Les facteurs de conversion sont dans ces conditions de  $C_0^{13} = -4.16^\circ/\mu m$ ,  $C_1^{13} = 3.33^\circ/\mu m$  pour  $m = 1.333$ .

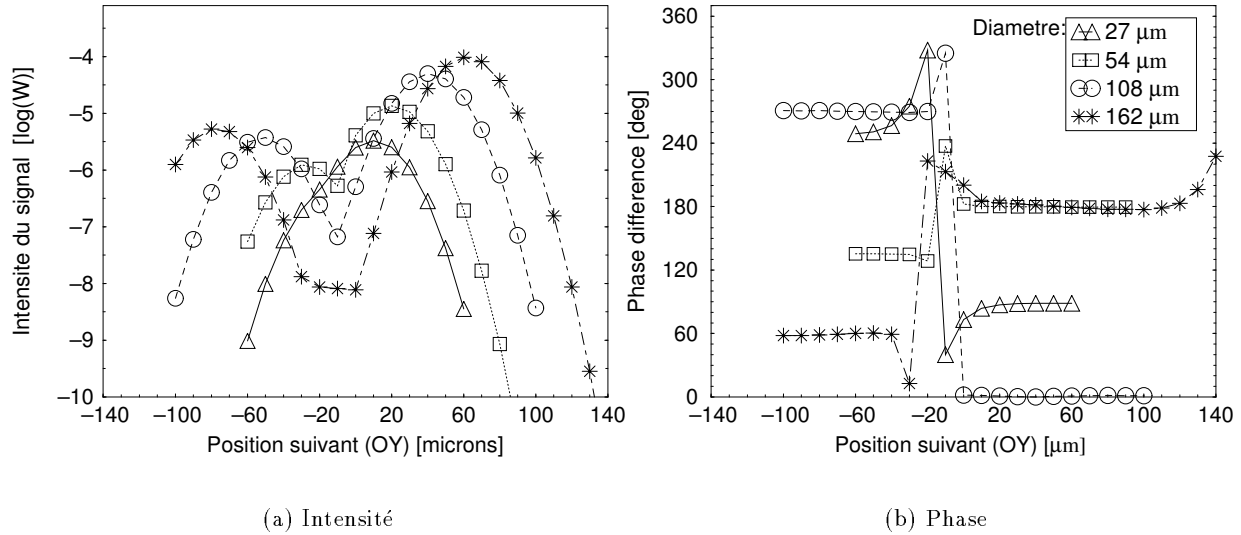


FIG. 7.6 - TDB: a) Intensité du signal issu de D1 et b) Différence de phase, en fonction de la position des gouttelettes sur l'axe (OY) et de leur diamètre. Diamètre du volume de mesure  $2\omega_0 = 54\mu m$ , angle hors axe  $\phi = 30^\circ$ , indice de réfraction  $m = 1.333$ .

• La figure 7.6(b) présente l'évolution de la différence de phase, calculée par TLMG, des signaux produits par les détecteurs lorsque des gouttelettes d'eau de différentes tailles traversent le volume de mesure suivant (OY). En (a) est présentée l'évolution d'intensité du signal provenant de  $D_1$ . Dans ces deux figures, les deux processus de diffusion ( $p = 0$  pour  $Y < 0$ ,  $p = 1$  pour  $Y > 0$ ) sont clairement identifiables, caractérisés dans la fig. 7.6(b) par des évolutions de

phase atteignant des "plateaux" et dans la figure 7.6(a) par des maxima locaux.

Pour la gouttelette de  $108\mu\text{m}$  par exemple, deux maxima d'intensité localisés en  $Y \approx -50\mu\text{m}$  et  $Y \approx 40\mu\text{m}$  sont visibles. Ces deux maxima d'intensité correspondent à deux "plateaux" dans le diagramme de phase, de valeurs moyennes:  $\Phi_0^{13} \approx 270^\circ$  et  $\Phi_1^{13} \approx 1^\circ$ . En utilisant ces valeurs et les relations établies précédemment à partir de l'OG, le diamètre de la particule et son indice sont estimés à  $107.7\mu\text{m}$  et  $1.333$ .

Le décalage en temps entre les deux processus dont nous parlions au début de cette partie est ici exprimé sous forme d'un décalage spatial. Il décroît avec le diamètre des gouttes. Pour la gouttelette de  $27\mu\text{m}$ , les deux processus de diffusion ne sont pas clairement distincts, car le premier maximum d'intensité (réflexion) est difficilement identifiable.

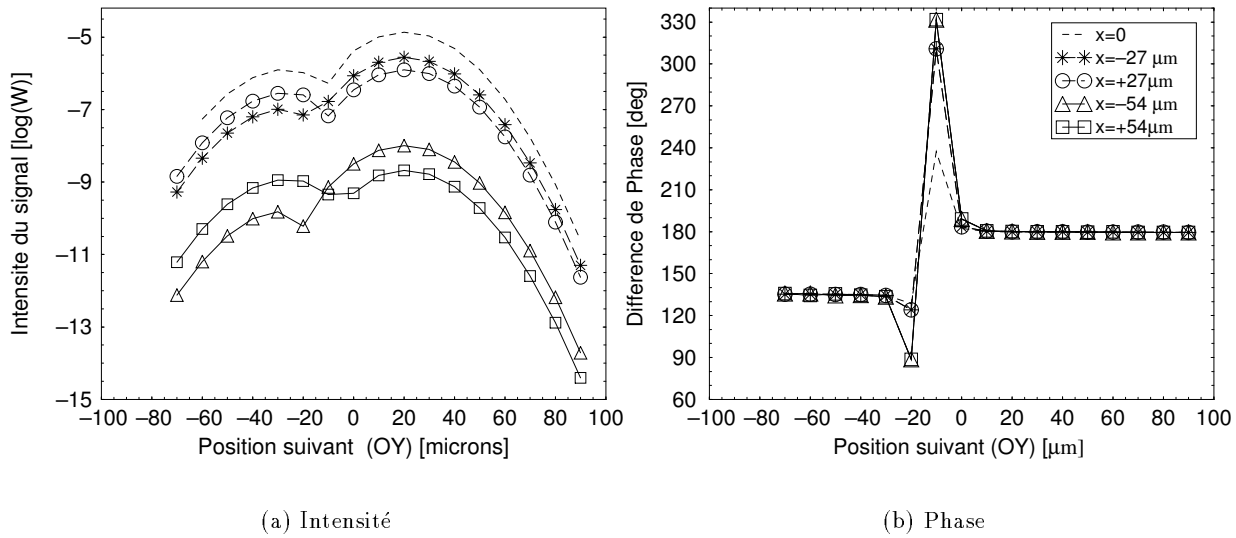


FIG. 7.7 - a) Intensité du signal issu de D1 et b) Différence de phase le long d'une trajectoire parallèle à (OY) et pour différentes positions suivant X.

En outre, la différence de phase correspondante continue à évoluer dans le signal réfléchi (comme pour les effets de trajectoire), montrant que l'interaction entre les deux processus de diffusion existe encore. Les diamètres et l'indice déduits pour les gouttes de  $27\mu\text{m}$ ,  $54\mu\text{m}$  et  $162\mu\text{m}$  sont respectivement de  $24.5\mu\text{m}/1.30$ ,  $53.9\mu\text{m}/1.328$  et  $159.9\mu\text{m}/1.330$ .

- La figure 7.7 montre l'évolution de la différence de phase et de l'intensité du signal (provenant de D1) émis lors de la traversée d'une gouttelette d'eau de  $54\mu\text{m}$  suivant une trajectoire parallèle à l'axe (OY) mais pour différentes positions suivant (OX).

Seule la partie centrale qui correspond à la zone d'interférence entre les deux processus de diffusion évolue et ce, quelle que soit la distance au centre du volume de mesure. Les deux zones de "plateau" sont indépendantes de la trajectoire de la particule: la TDB est donc bien libre d'effets de trajectoire.

## 7.5 Tests expérimentaux

Les tests expérimentaux du principe de la mesure d'indice avec la TDB ont été conduits lors d'un de mes séjours en Allemagne dans le laboratoire du Pr. F. Durst (LSTM) et l'équipe du

Pr. C. Tropéa.

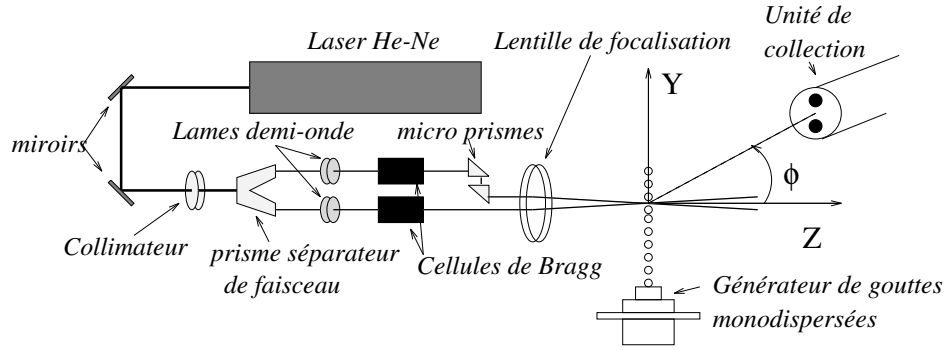


FIG. 7.8 - Schéma du montage optique réalisé pour le test sur la mesure d'indice avec la Technique des Deux Bouffées.

### 7.5.1 Montage expérimental et procédure

La géométrie phase Doppler utilisée pour les tests expérimentaux est identique à celle simulée dans la section précédente, tableau 7.1, excepté que les détecteurs sont circulaires avec un demi-angle d'ouverture de  $2.77^\circ$  et le sens de déplacement des particules est opposé à celui des simulations précédentes.

Des gouttes monodispersées produites par un générateur TSI 3050 [82] ont été utilisées pour effectuer les tests, ainsi que trois liquides d'indices différents: l'eau ( $m=1.333$ ), l'éthanol ( $m=1.361$ ) et une solution d'eau sucrée (45% de glucose en masse,  $m=1.410$ ). La taille nominale des gouttes était, d'après le générateur, de  $95 - 98\mu\text{m}$  pour l'eau,  $100\mu\text{m}$  et  $125\mu\text{m}$  pour la solution d'eau sucrée,  $25 - 34\mu\text{m}$ ,  $37 - 45\mu\text{m}$  et  $54 - 64\mu\text{m}$  pour l'éthanol.

Les signaux étaient échantillonnés et stockés sur un oscilloscope numérique (Lecroy 9413L [129]) puis transférés sur un PC, pour analyse par CSDW (voir le chapitre 3). Un décalage en fréquence de 5 MHz était appliqué aux faisceaux laser afin d'obtenir une modulation correcte des signaux phase Doppler.

### 7.5.2 Signaux expérimentaux

- La figure 7.9 montre trois signaux expérimentaux typiques provenant du détecteur  $D1$  ainsi que les différences de phase associées. Ils ont été produits respectivement par *a*) une gouttelette d'éthanol de  $25\mu\text{m}$ , *b*) une gouttelette d'éthanol de  $75\mu\text{m}$ , *c*) une gouttelette d'eau de  $95\mu\text{m}$  avec une trajectoire suivant ( $OY$ ). La diamètre de la sonde était de  $54\mu\text{m}$ .

Pour les plus grosses particules *b*) et *c*), le diagramme de phase présente deux plateaux séparés par une zone de transition avec un saut de phase. Ces deux plateaux correspondent à deux maxima en intensité: celui dû à la réfraction puis celui dû à la réflexion (intensité la plus faible). Les différences de phase qui correspondent aux maxima d'intensité permettent d'obtenir pour la taille et l'indice des gouttelettes respectivement:  $74.2\mu\text{m}/1.354$  et  $93.8\mu\text{m}/1.316$  (avec  $n_0 = n_1 = 2$ ).

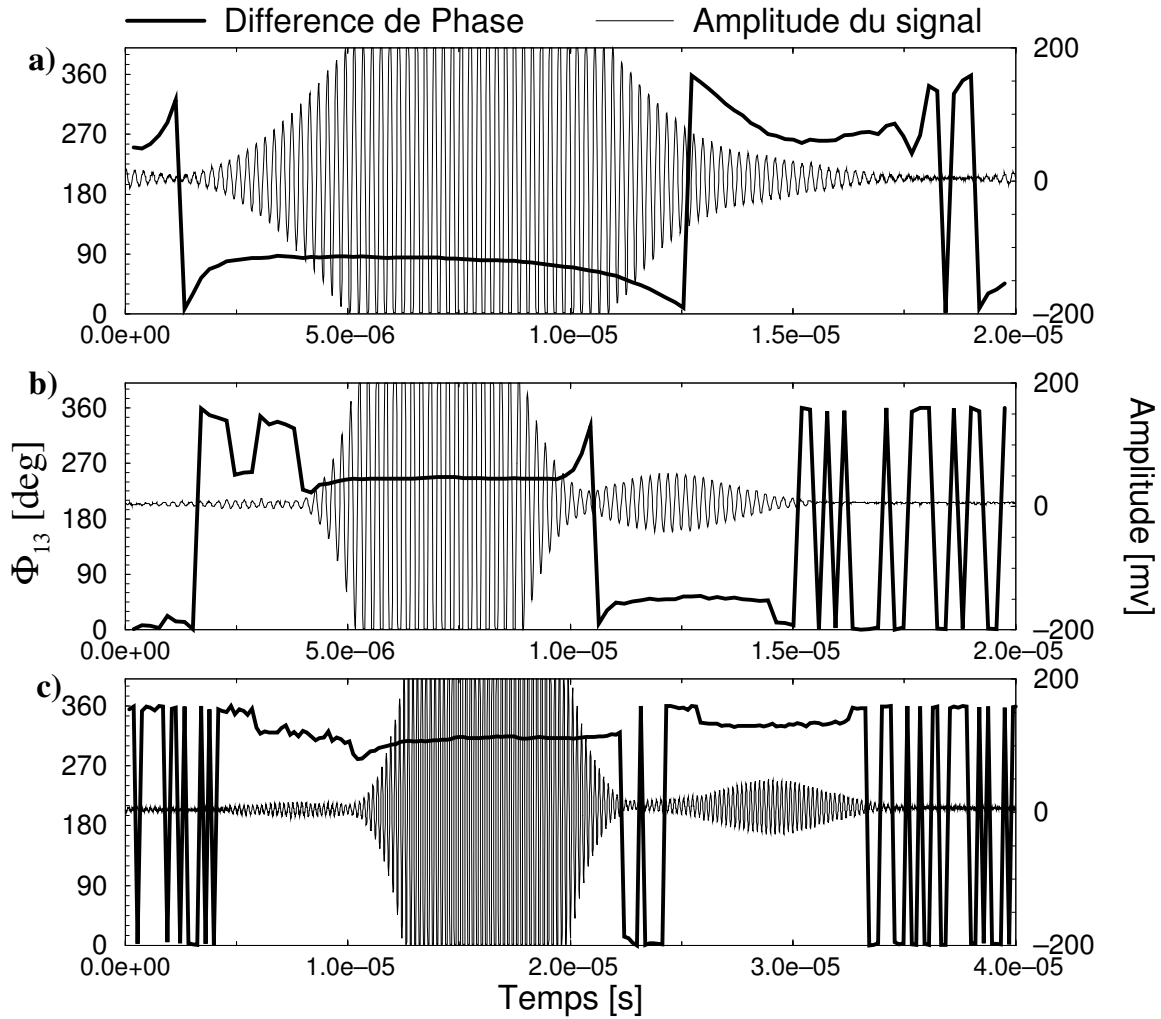


FIG. 7.9 - TDB, signaux expérimentaux produits par: (a) et (b), des gouttelettes d'éthanol de  $25\mu\text{m}$  et  $75\mu\text{m}$ , c) une gouttelette d'eau de  $95\mu\text{m}$  ( $2\omega_0 = 54\mu\text{m}$ ).

Dans la figure 7.9(a),  $D = 25\mu\text{m}$ , la séparation entre les deux processus de diffusion ne semble pas exister. Cependant, le diagramme permet d'identifier deux plateaux de phase distincts, bien que la transition entre ces deux plateaux soit plus "douce" que dans les cas (b) et (c). Le comportement de la phase réfléchie diffère de celui prédit par simulation (TLMG) sur la figure 7.6(b) pour la goutte de  $27\mu\text{m}$  (et non  $25\mu\text{m}$ ). Alors que la TLMG prédit un plateau de phase bien plat, on observe pour le signal expérimental une sorte de cuvette.

Si l'on observe chaque bord du signal expérimental, on peut remarquer qu'un autre signal semble apparaître. Il correspond au signal de la goutte qui suit ou précède celle "détectée" (le générateur de gouttes monodispersées produit en fait une file de gouttes d'autant plus rapprochées que leur diamètre est réduit). On peut penser que ce phénomène a une influence non négligeable sur le signal réfléchi (de par sa faible intensité). Lors de l'expérience, le choix a été fait, en présence de cet effet, de prélever la phase réfléchie lorsque la condition:  $d\Phi_0^{12}/dt = 0$  était au mieux réalisée (fond de la cuvette). En prenant ce critère, la taille et l'indice de la goutte (a) de la figure 7.9, sont estimés à  $25\mu\text{m}$  et 1.358.



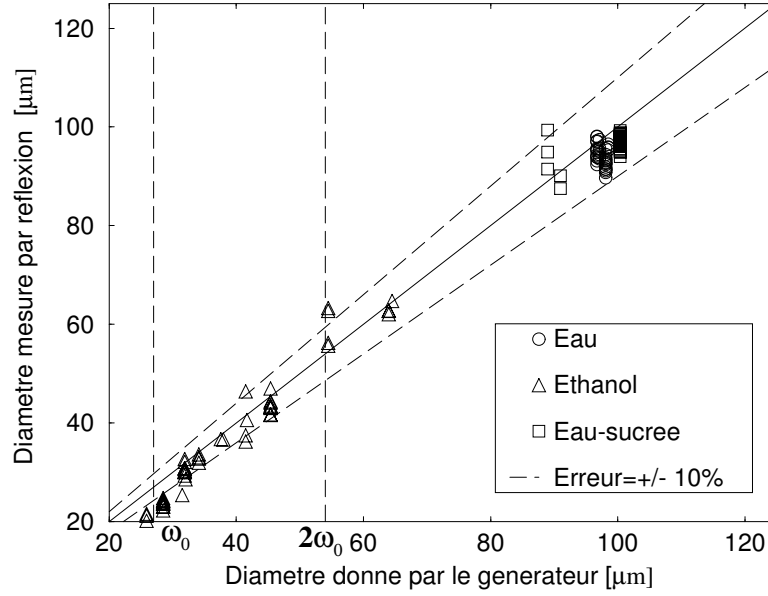


FIG. 7.10 - TDB: Mesures de taille à partir de la réflexion en fonction du diamètre nominal donné par le générateur de gouttes monodispersées.

### 7.5.3 Les mesures de taille

- D'après le principe de la TDB et de l'APD, la différence de phase entre deux signaux réfléchis par une particule nous donne directement sa taille. La figure 7.10 représente la taille des gouttelettes ainsi déduite en fonction de leur taille calculée à partir des conditions de fonctionnement du générateur de gouttes monodispersées (débit de liquide, fréquence d'excitation). Un bon accord est trouvé entre les deux mesures de taille, particulièrement pour les gouttelettes de taille supérieure à  $D \approx 50\mu\text{m}$ ). Les mesures concordent à mieux que 10% près: *la TDB est donc bien libre d'effets de trajectoire*. Pour les plus petites gouttes ( $D < 50\mu\text{m}$ ), l'accord est moins bon, il sera l'objet d'une discussion par la suite.

- Dans notre procédure expérimentale, l'indice des gouttelettes est connu. Connaissant ce paramètre il est donc possible de déduire les diamètres à partir des signaux réfractés. La figure 7.11 présente une comparaison entre le diamètre mesuré à partir du signal réfléchi en fonction de celui obtenu à partir du signal réfracté.

La concordance sur l'estimation du diamètre des gouttes est bien meilleure que dans la comparaison précédente. Les tailles sont mesurées à mieux que 10% sur toute la largeur de la distribution, y compris pour les plus petites gouttelettes.

En fait, le diamètre nominal des gouttelettes annoncé par le générateur n'est pas toujours très précis et ce particulièrement pour les plus petites gouttes (petits débits). La figure 7.10 rend ainsi compte des erreurs sur l'estimation des tailles de gouttes imputables au générateur de gouttes, alors que la figure 7.11 rend mieux compte de la résolution, sur les mesures de taille, de la technique.

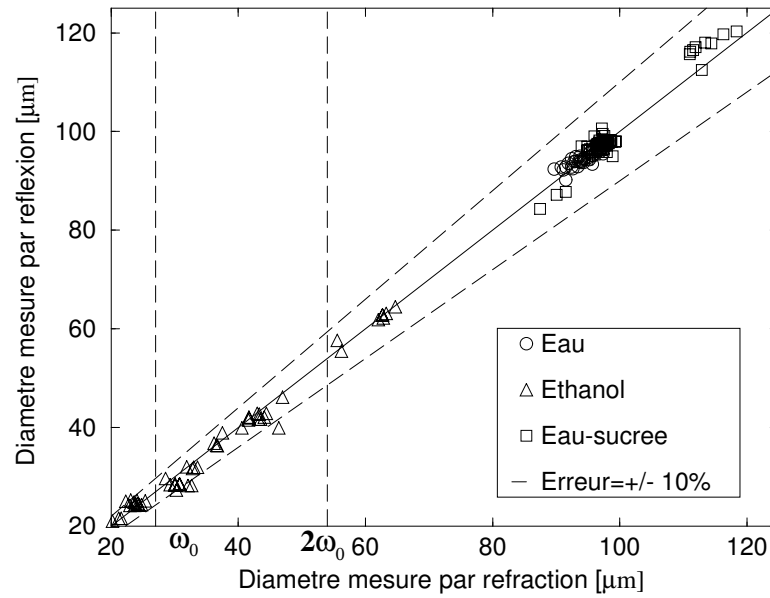


FIG. 7.11 - TDB: Diamètre mesuré à partir du signal réfléchi par les gouttes en fonction de diamètre déduit à partir du signal réfracté.

Groupe	Liquide	Diamètre des gouttes [ $\mu m$ ]	Indice moyen mesuré	Ecart type
A30	Ethanol	25-34	1.382	0.0636
A40	Ethanol	37-45	1.382	0.0441
A60	Ethanol	54-64	1.360	0.0147
S100	Eau-sucrée	100	1.407	0.0146
S125	Eau-sucrée	125	1.378	0.0168
W95	Eau	95	1.331	0.0112

TAB. 7.2 - Données statistiques sur l'indice mesuré pour les trois solutions, en fonction de la taille et la nature des gouttes.

#### 7.5.4 Mesure de l'indice réel

Les résultats de la mesure simultanée de la taille des gouttelettes et de leur indice sont présentés par la figure 7.12. Six types de résultats de mesure peuvent être distingués dans cette figure (voir le tableau 7.2 pour leur identification):

- Dans la figure 7.12, les résultats de la mesure des groupes A60, S100 et W95 sont concentrés autour des valeurs d'indice et de taille attendues. Les valeurs moyennes et écarts-types associés sont donnés dans le tableau 7.2. - Pour les groupes A30 et A40, les résultats sur la mesure d'indice sont dispersés autour de la valeur attendue, la mesure sur le diamètre est correcte. L'erreur croît brusquement par rapport aux groupes précédents (voir le tableau 7.2).

Les erreurs sur la mesure de l'indice de ce groupe sont vraisemblablement dues à la difficulté d'estimer la position où l'on peut prélever la phase réfléchie dans le diagramme de phase et à la présence de plus d'une goutte dans le volume de mesure (la distance entre deux gouttes successives était inférieure au diamètre de la sonde optique, la fréquence d'entrée des gouttes dans le volume de mesure est, pour cette taille de gouttes, de l'ordre de  $30kHz$ ).

- Pour le groupe S125, une discussion est faite dans la section suivante.

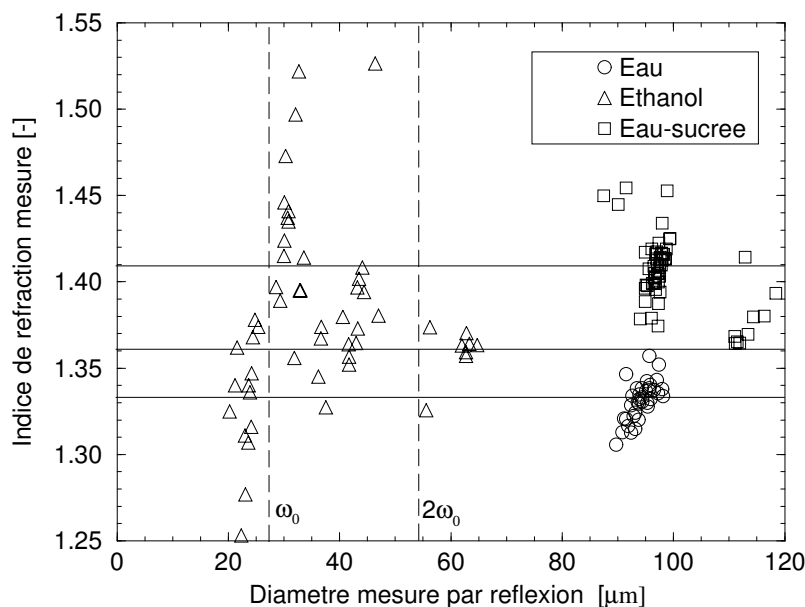


FIG. 7.12 - TDB: Diamètre mesuré à partir de la réflexion en fonction de l'indice déduit de la réfraction .

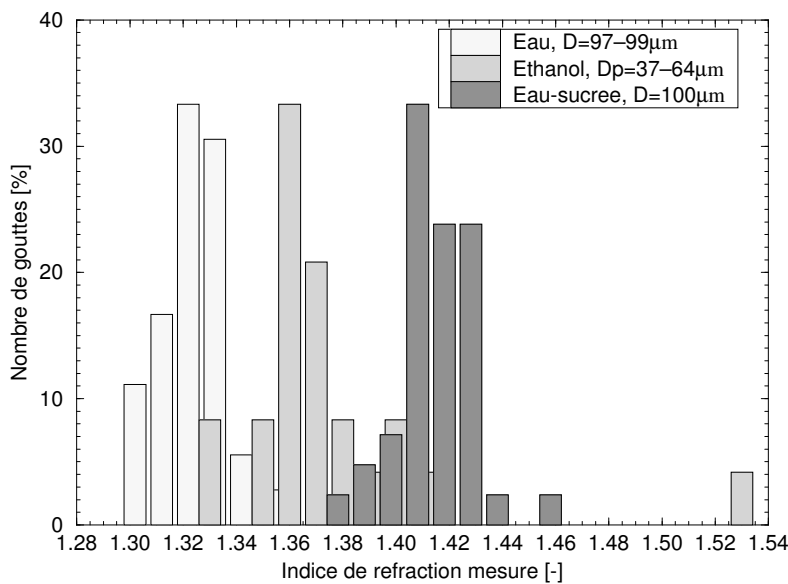


FIG. 7.13 - Histogrammes des mesures d'indice obtenus avec la technique des deux bouffées, pour des gouttes constituées de trois solutions différentes.

• La figure 7.13 présente sous une forme plus usuelle (un histogramme) les distributions obtenues de la mesure d'indice sur les groupes W95, A40-A60 et S100.

On voit que cette première configuration expérimentale permet d'ores et déjà de différencier clairement les trois types de solutions utilisées lors de ce test.

## 7.6 Discussion

### 7.6.1 Forme et taille des détecteurs

• La figure 7.14 présente l'évolution de la différence de phase et de l'intensité (détecteur  $D_1$ ) simulée par TLMG lorsqu'une goutte d'eau sucrée de  $125\mu\text{m}$  de diamètre (groupe S125) traverse la sonde optique suivant l'axe ( $OY$ ), pour:

- les paramètres de l'expérience,
- les paramètres de l'expérience excepté le fait que les détecteurs circulaires ont été remplacés par des détecteurs munis de caches rectangulaires (forme décrite dans le tableau 7.1).

D'après l'O.G, la différence de phase devrait être dans ces conditions de respectivement:  $160.0^\circ$  et  $24.8^\circ$  (saut de  $2\pi$  inclus) pour la réflexion et la réfraction, figure 7.14.

Dans le cas des détecteurs rectangulaires, si l'on utilise la phase correspondant au maximum d'intensité, le diamètre et l'indice déduits pour cette goutte sont respectivement de  $125.4\mu\text{m}$  et 1.413. Pour les détecteurs circulaires, les valeurs obtenues sont de  $115.9\mu\text{m}$  et 1.363. Par comparaison avec les valeurs attendues ( $125\mu\text{m}$ , 1.41), il est clair que lors de l'expérience *la déviation sur la mesure d'indice du groupe S125 de la figure 7.12 vient d'une mauvaise visibilité des signaux due à la forme des détecteurs utilisés lors de l'expérience.*

Notons par ailleurs, figure 7.14, que bien que l'angle solide de collection des détecteurs rectangulaires soit 8 fois plus faible que celui des détecteurs circulaires, l'intensité associée aux maxima de réfraction et de réflexion n'est pas dans le même rapport défavorable.

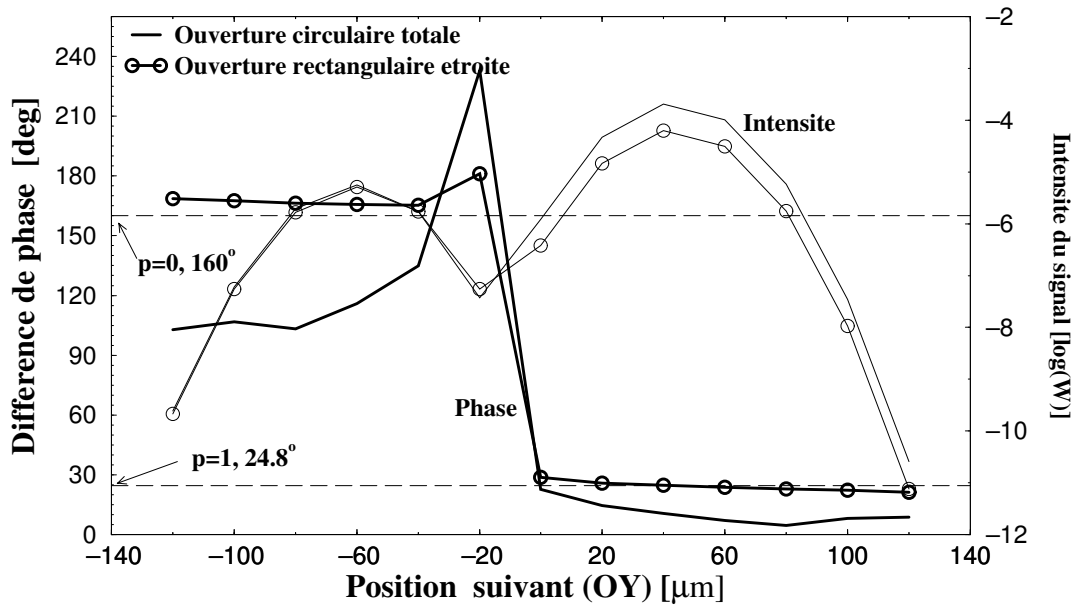


FIG. 7.14 - Influence de la forme des détecteurs sur la phase et l'intensité des signaux. Une large ouverture conduit à des erreurs sur la mesure de l'indice des grosses particules.

### 7.6.2 Calcul du décalage temporel entre les processus de diffusion

La figure 7.9 montre qu'une analyse en continu permet de bien détecter les deux processus de diffusion présents dans le signal diffusé même dans le cas d'une particule de taille inférieure à la dimension de la sonde <sup>3</sup>.

Pour des raisons de rapidité de traitement des signaux ou de validation des paires de signaux détectés, une reconnaissance basée sur l'intensité des signaux serait également intéressante. C'est ce que nous allons considérer dans cette section (une autre approche est développée dans le chapitre 8).

Le signal réfracté est, dans tous les exemples présentés, toujours plus intense que le signal réfléchi. Il constitue de ce fait un point de référence pour rechercher le signal réfléchi. Ce décalage peut être également un moyen de valider l'acquisition des signaux, en fixant au préalable un temps de décalage limite (il est à remarquer que l'occupation du volume de mesure par une goutte évite l'entrée d'une deuxième goutte dans celui-ci.). L'estimation du décalage temporel entre les lumières réfléchie et réfractée peut être faite à partir de l'Optique Géométrique <sup>4</sup>.

- Nous considérons dans un premier temps le cas de deux signaux diffusés distincts.

Dans le cas où le diamètre de la particule est supérieur au diamètre du volume de mesure, figure 7.15(a), ou est de l'ordre de, figure 7.15(b), le maximum de la réflexion ( $p = 0$ ) et celui de la réfraction ( $p = 1$ ) sont discernables. L'enveloppe du signal total présente deux maxima locaux.

Les paramètres d'impact des rayons réfractés et réfléchis, diffusés dans la direction des détecteurs

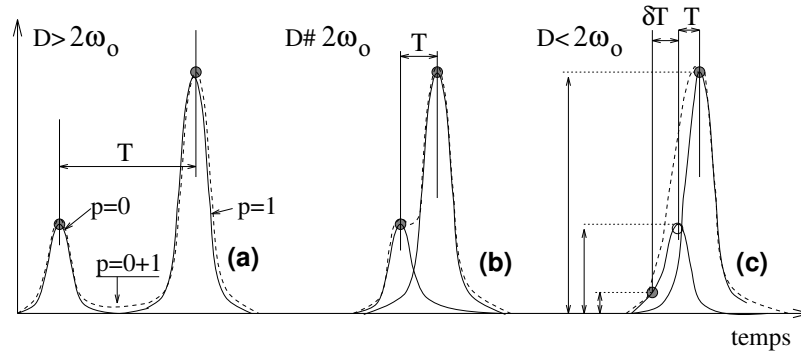


FIG. 7.15 - Schéma de l'évolution typique du décalage temporel existant entre le signal réfléchi et le signal réfracté lorsque la taille de la particule diminue

s'écrivent d'après la figure 7.1:

$$y_0 = \cos(\tau_0) \quad y_1 = \cos(\tau_1) \quad (7.16)$$

où  $\tau_0$  et  $\tau_1$  s'expriment en fonction de l'indice de la particule ( $m$ ) et de l'angle de diffusion

<sup>3</sup>Il existe d'ores et déjà des processeurs de signaux capables d'effectuer des Transformées de Fourier en continu des signaux [63].

<sup>4</sup>Il est à noter que Hess et Wood [130, 131] ont utilisé cet effet pour mesurer la taille de particules sphériques.

Indice	Paramètre d'impact $y_1$ [ $\mu m$ ]	Diamètre [ $\mu m$ ]	$T$ , Erreur [-]
1.33	0.77 (2%)	108(+8%)	+9%
1.415	0.76 (0%)	0%	0%
1.5	0.65 (14%)	93 (7%)	+20%

TAB. 7.3 - Applications numériques sur l'erreur d'estimation faite sur le décalage temporel entre les deux processus de diffusion si l'on prend pour son calcul une valeur moyenne de l'indice de  $m = 1.415$ .

considéré ( $\approx$  angle hors-axe,  $\phi \approx \theta$ ).

$$\tau_0 = \cos(\theta/2) \quad \tau_1 = \cos^{-1} \left[ \frac{\cos(\tau_1)}{m} \right] - \theta/2 \quad (7.17)$$

On remarquera que l'expression de  $\tau_1$  est transcendante. Elle peut être, par exemple, résolue par dichotomie. Le décalage temporel  $T$  entre la réflexion et la réfraction est proportionnel à l'inverse de la vitesse de la particule suivant ( $OY$ ), à la somme de la valeur absolue des paramètres d'impact, d'où:

$$T = \frac{D(y_0 + y_1)}{V_{OY}} \quad (7.18)$$

L'expression de ce temps est fonction de trois paramètres variables au cours d'une même expérience: *i*) la vitesse des particules (mesurable), *ii*) le diamètre de celles-ci (mesurable précisément a posteriori), *iii*) l'indice des particules (inconnu à partir de la détection de la réfraction seule).

La détection du signal réfracté permet d'avoir une estimation de la taille de la particule détectée si l'on utilise un indice moyen (sur la gamme d'indices étudiés). Le tableau 7.3 fixe les ordres de grandeur sur l'estimation faite sur  $T$  à partir de valeurs moyennes sur  $m$ . Dans la dernière colonne de ce tableau est donnée l'erreur à laquelle on peut s'attendre sur le calcul de  $T$  si, pour des gouttes d'indice  $m = 1.33$  et  $1.50$ , on prend une valeur moyenne de  $m = 1.415$ . Les deuxième et troisième colonnes donnent les erreurs intermédiaires sur l'estimation de  $y_1$  et  $D$  (ces applications numériques ont été effectuées pour une taille de goutte de  $100\mu m$ ). L'erreur maximale sur  $T$  est ici de l'ordre de 20%. Dans la figure 7.9, les temps  $T$  de décalage pour les cas (b) et (c) sont de  $5.5\mu s$  et  $13\mu s$  et les zones de plateau de la phase réfléchie ont une durée de l'ordre de  $3.3\mu s$  et  $6.7\mu s$ . Une erreur sur l'estimation de  $T$  de 20% correspond à une incertitude sur  $T$  de  $\pm 1.1\mu s$  et  $\pm 6\mu s$  pour les cas (b) et (c). Cette plage d'incertitude se trouve parfaitement comprise dans la zone de plateau de la lumière réfléchie. Le calcul approximatif de  $T$  permet donc bien de retrouver le centre du plateau du signal réfléchi, à partir de la position du maximum du signal réfracté (si les deux processus sont distincts.).

- Lorsque les deux processus de diffusion ne sont pas suffisamment séparés (figure 7.15(c)), le risque d'interférence entre la phase des deux processus est critique. Seul le maximum du signal réfracté est observé dans ce cas. Une solution à ce problème peut alors consister à s'éloigner de

ce maximum dans le sens opposé à la position du maximum du signal réfracté, ceci afin d'augmenter le rapport entre l'intensité du signal réfléchi ( $I_0$ ) par rapport au signal réfracté ( $I_1$ ):  $r = I_0/I_1$ , voir le schéma (c) de la figure 7.15, et donc de limiter l'influence de la réfraction sur la réflexion. L'estimation de ce décalage supplémentaire de  $\Delta T$  à  $T$  peut être faite comme suit:

Le profil d'intensité dans la sonde (diamètre  $2\omega_0$ ) suivant la direction ( $OY$ ) peut être considéré comme correctement décrit par une fonction exponentielle du type :

$$I(y) = I(0) \exp \frac{-2y^2}{\omega_0^2} \quad (7.19)$$

La réflexion et la réfraction ont des poids en intensité fonction du matériau des particules, de l'angle de collection, de la polarisation,... Posons les égaux à  $\epsilon_0$  et  $\epsilon_1$  (voir le chapitre 1). La connaissance des paramètres d'impact des rayons diffusés dans la direction des détecteurs,  $y_0$  et  $y_1$ , permet d'écrire pour la loi d'évolution de la distribution d'intensité des signaux collectés par un détecteur:

$$I_0(y) = I(0) \epsilon_0 \exp \left[ -\frac{2(y + y_0)^2}{\omega_0^2} \right] \quad (7.20)$$

$$I_1(y) = I(0) \epsilon_1 \exp \left[ -\frac{2(y - y_1)^2}{\omega_0^2} \right] \quad (7.21)$$

Le maximum du signal réfléchi est alors dans un rapport  $r$  fois plus important que la réfraction pour une distance  $\Delta y$  à  $y_0$  qui s'écrit:

$$\Delta y = \frac{1}{2} \left[ \ln \left( \frac{r \epsilon_1}{\epsilon_0} \right) \frac{\omega_0^2}{2(y_0 + y_1)} + y_0 + y_1 \right] \quad (7.22)$$

Le décalage temporel supplémentaire à  $T$  s'écrit ainsi, pour une particule de vitesse  $V_{OY}$  et de diamètre  $D$ :

$$\Delta T = \frac{\Delta y \cdot D}{V_{OY}} \quad (7.23)$$

- La figure 7.16 présente l'évolution de l'enveloppe du signal simulé par TLMG, produit par une goutte d'eau deux fois plus petite que le volume de mesure, ainsi que les enveloppes du signal réfléchi, réfracté et de la somme des deux prédites par l'optique géométrique à partir des relations établies précédemment (7.20 et 7.21). Les paramètres optiques de cette simulation sont ceux de l'expérience.

La présence du maximum du signal réfléchi est pratiquement invisible. La concordance avec les prédictions de la TLMG est excellente, ce qui valide l'approche analytique développée pour le calcul du décalage temporel supplémentaire,  $\Delta T$ .

## 7.7 Conclusion et perspectives

Le principe d'une méthode originale de mesure d'indice réel couplée à des mesures simultanées de taille et de vitesse basées sur l'Anémométrie Phase Doppler (APD) a été introduit dans ce

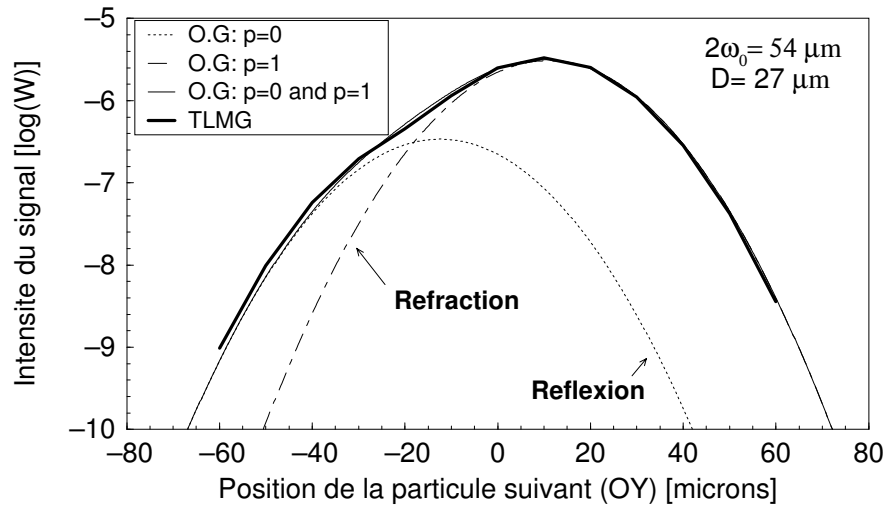


FIG. 7.16 - Comparaison de l'évolution d'intensité du signal diffusé calculé par TLMG et l'approche basée sur l'OG utilisée pour le calcul du temps de décalage  $\Delta T$

chapitre sous le nom de "Technique des Deux Bouffées" (TDB ou DBT)[16, 17]. L'utilisation de celle-ci permet à partir d'un système phase Doppler classique, composé d'une seule unité de réception, de discerner des gouttes formées à partir de solutions d'indice différent.

Les résultats expérimentaux obtenus permettent d'envisager par la dynamique couverte sur les tailles et les indices, ainsi que les résolutions atteintes, des applications de cette technique pour, entre autres: la reconnaissance de particules par leur indice ou l'étude de phénomènes de mélange de gouttes de solutions différentes.

Les points à optimiser pour améliorer la résolution de cette technique ont également été proposés. L'extension de la TDB à la mesure de la partie imaginaire de l'indice (absorption) [18] est considérée dans le chapitre suivant. Son extension à la reconnaissance des particules à coeur [23, 24] est développée dans le chapitre 11.





## Chapitre 8

# La Technique des Deux Bouffées: mesure de l'absorption

Nous nous sommes intéressés jusqu'à présent à la mesure de taille et d'indice de particules dont le matériau est transparent à la lumière laser. Or, nous savons que ce type de particules n'est pas universel, même si les domaines traditionnels d'application de l'Anémométrie Phase Doppler APD "*semblent*" essentiellement s'y limiter.

L'opacité d'un matériau à la lumière laser pose de nombreux problèmes quant aux informations que l'on peut collecter sur celui-ci. Dans le cadre de la métrologie optique de particules individuelles où nous nous plaçons, un milieu complètement opaque à la longueur d'onde laser exclut toute étude de la granulométrie des particules qui le constitue<sup>1</sup> diffusion en rétrodiffusion est cependant possible. Dans le cas plus favorable où la lumière laser parvient à émerger du nuage de particules sans pouvoir néanmoins traverser une particule de ce nuage (par réfraction), la réflexion peut être utilisée pour les mesures de taille. Dans le cas où une partie des rayons réfractés par les particules émerge du milieu, on peut espérer déduire une information qualitative sur l'absorption de celles-ci. C'est ce que nous allons considérer dans ce chapitre qui traite de l'extension de l'Anémométrie Phase Doppler (APD) à la mesure d'absorption simultanément aux mesures de taille et de vitesse.

La mesure de l'absorption d'un matériau est utile pour deux raisons essentielles: elle permet la mesure d'un paramètre physique pouvant caractériser un matériau et, corrolaire, de caractériser un changement d'état de ce matériau. A titre d'exemples d'applications potentielles de mesures d'absorption couplées à des mesures de taille et de vitesse, on peut citer:

- *L'étude de l'évaporation/combustion de gouttelettes* de fuels lourds ou multicomposants (l'absorption est une fonction de la composition des gouttes, des conditions de température,...).
- *L'étude de la dispersion/coalescence de gouttes/polydispersions* identifiées par leur absorption propre (interaction de deux sprays dont l'un est marqué par un liquide absorbant la lumière laser...).

Le but de ce chapitre est de présenter la méthode originale que j'ai pu proposer pour la mesure d'absorption, de taille et de vitesse basée sur l'APD [18, 17]. Son principe est exposé dans la première section de ce chapitre. La deuxième section présente les résultats de tests numériques

---

<sup>1</sup>La collection de la lumière rétrodiffusée par le milieu peut cependant être utilisée dans un tel cas [132, 133].

sur la mesure d'absorption, à partir de la Théorie de Lorenz Mie Généralisée (TLMG). La troisième section porte sur la prise en compte des Effets de Trajectoires (ET). La quatrième section présente les principaux résultats expérimentaux obtenus lors d'un test sur des gouttes monodispersées. La dernière section est une conclusion avec quelques perspectives.

## 8.1 Principe

Le signal réfracté par une particule absorbante peut être posé comme proportionnel au signal qu'elle diffuserait sans absorption et à un terme d'absorption exponentielle. Ce dernier terme est relié au facteur d'absorption de la particule  $K$  et au parcours optique des rayons réfractés par la particule dans la direction des détecteurs (ce qui correspond à une extension de la loi classique de Beer-Lambert pour la diffusion d'un "rayon" réfracté par une particule). La relation s'écrit pour le maximum du signal:

$$I_{1,K}^{max} = I_{1,0}^{max} e^{-KL} \quad (8.1)$$

où,

- $I_{1,K}^{max}$  représente le maximum d'intensité de la lumière réfractée par une particule d'absorption  $K$  qui est collectée par un détecteur.
- $I_{1,0}^{max}$  est le maximum de la lumière réfractée par la même particule mais non-absorbante.
- $K$  est le facteur d'absorption relié à la partie imaginaire de l'indice de la particule  $k$  (responsable de l'absorption) avec  $K = 4\pi k/\lambda$ .
- $L$  est le parcours des rayons réfractés à travers la particule qui émergent dans la direction des détecteurs. Ce terme peut être lui-même décomposé en deux termes:  $L = A D$ , où  $A$  est une constante à déterminer et  $D$  le diamètre de la particule.

De l'inversion de la relation (8.1), il est possible de déduire la partie imaginaire de l'indice ( $k$ ) de la particule si l'on connaît au préalable  $A$ ,  $I_{1,0}^{max}$  (par une calibration expérimentale par exemple) et en mesurant  $D$  et  $I_{1,K}^{max}$ . Cependant, cette méthode est sensible aux changements des conditions de mesure au cours des expériences telles que:

- L'occultation simultanée, intermittente ou non, des faisceaux par le milieu, la modification de la puissance laser, figure 8.2.
- La "propreté" de l'optique (les accès optiques peuvent être souillés au cours de l'expérience par des dépôts sur leur surface).
- L'occultation de la lumière diffusée par les particules situées entre le volume de mesure et les détecteurs, dont la densité est fluctuante.
- Une amplification des détecteurs différente entre la réalisation de la calibration et les mesures réelles.

Les paramètres à prendre en compte pour ce type de mesure de l'absorption sont très nombreux. Certains évoluent dans le temps et rendent donc extrêmement peu probable leur élimination par une calibration expérimentale.

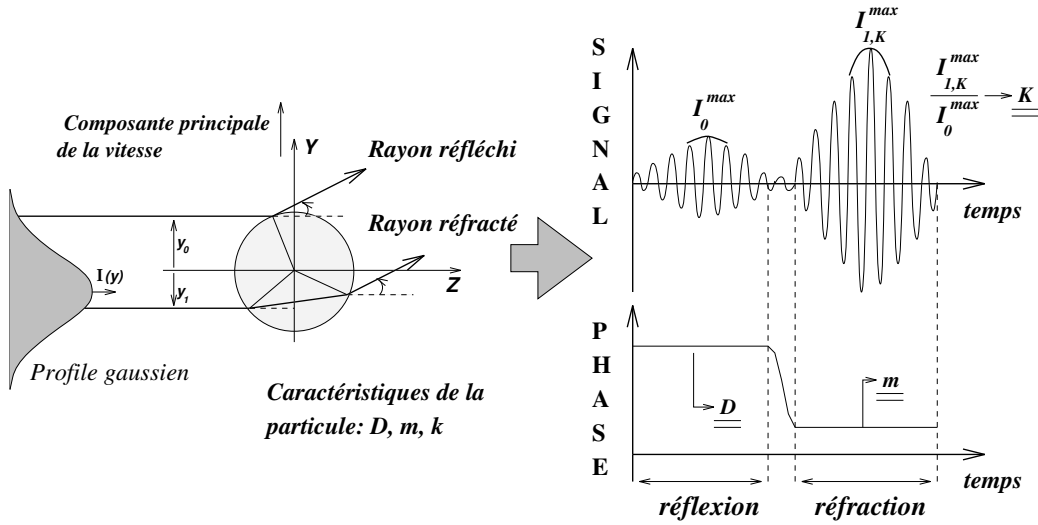


FIG. 8.1 - Schéma du principe de mesure de la taille, de la vitesse et de l'absorption de particules avec la Technique des Deux Bouffées, pour laquelle le rapport d'intensité entre les processus de diffusion est relié à l'absorption des particules.

### 8.1.1 Originalités de la méthode proposée

La Technique des Deux Bouffées (TDB) <sup>2</sup> permet d'obtenir pour la même particule un signal réfléchi et un signal réfracté (chapitre 7). La partie réfractée du signal est sensible, par sa phase, à la partie réelle de l'indice ( $m$ ) de la particule et par son intensité à la partie imaginaire de l'indice ( $k$ ) (absorption:  $K$ ). La mesure du maximum d'intensité de la partie réfractée ( $I_{1,K}^{max}$ ) du signal permet donc d'avoir une information liée à l'absorption de la particule.

La partie réfléchie du signal est très peu sensible au matériau de la particule (absorbant ou non). Son intensité maximale ( $I_0^{max}$ ) constitue donc une référence/calibration automatique de l'intensité du signal réfracté. En effet, *la lumière réfléchie par une particule véhicule la même information sur la puissance laser, le gain des détecteurs, la densité du milieu traversé par le signal diffusé, la qualité des accès optiques, etc... que la lumière qu'elle réfracte.*

• La figure 8.2 illustre cette propriété, **sous des hypothèses déjà admises pour les mesures de taille par l'APD:**

- Les particules qui occultent les faisceaux ou bien la lumière diffusée par une particule située dans le volume de mesure sont suffisamment éloignées pour ne pas perturber la mesure [61].
- Les occultations singulières intermittentes doivent être de fréquence inférieure au temps de transit moyen ( $\approx \tau$ ) des particules dans la sonde.

La propriété invoquée du rapport d'intensité des processus diffusés est, en fait, une approximation. En effet, les deux modes de diffusion arrivent aux détecteurs décalés dans le temps. Ce décalage temporel  $\tau$ , voir la figure 8.1, (relation 7.18) est inversement proportionnel à la vitesse des particules et est une fonction croissante de leur taille. Ainsi, dans le cas d'une goutte d'eau de  $100 \mu m$  de diamètre se déplaçant à  $5 m/s$ , le décalage est de l'ordre de  $\tau = 15 \mu s$ . L'importance

<sup>2</sup>Voir le chapitre précédent pour l'introduction de cette technique

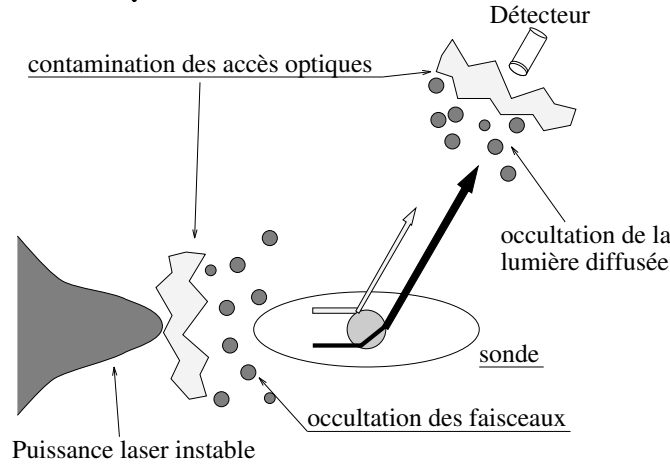


FIG. 8.2 - La méthode de mesure d'absorption proposée est moins sensible aux perturbations intermittentes et aux différents paramètres extérieurs à la particule détectée qu'une technique classique. Le rapport intensité réfléchi/réfractée prenant en compte la variation de la plupart des sources extérieures d'atténuation.

ou non de cette échelle de temps est bien sûr à évaluer en fonction des conditions expérimentales. Nous ne la considérons pas comme limitative pour de très nombreuses applications. Elle est dans tous les cas bien moins importante que celle pouvant intervenir du fait d'une calibration expérimentale préalable à une mesure réelle.

Si l'on note  $B$  le terme qui relie le maximum de l'intensité réfractée sans absorption  $I_{1,0}^{max}$ , au maximum réfléchi  $I_0^{max}$ , l'inversion de la relation 8.1 donne pour l'expression de  $K$ ,

$$K = \frac{-1}{A \cdot D} \left[ \ln\left(\frac{I_{1,K}^{max}}{I_0^{max}}\right) + B \right] \quad (8.2)$$

Cette relation montre que les mesures d'absorption avec la TDB peuvent être effectuées à partir de la mesure pour chaque particule du rapport  $I_{1,K}^{max}/I_0^{max}$  et de son diamètre  $D$ . Il reste cependant à calculer la valeur des constantes  $A$  et  $B$ .

### 8.1.2 Les constantes "théoriques"

#### Constante A:

La constante  $A$  correspond au parcours des rayons réfractés émergeant de la particule dans la direction des détecteurs ( $\approx \theta$ ). C'est d'ailleurs à ce titre que, dans la définition de  $L$ , la quantité  $AD$  a été directement introduite.  $A$  est la constante que nous avons déjà établie dans le chapitre 1 à l'aide de l'OG:

$$A = \sin(\tau') \quad (8.3)$$

où  $\tau'$  est un angle fonction de l'indice réel et de l'angle de diffusion  $\theta$ .

- La figure 8.3(a) présente, selon l'OG, l'évolution de la constante  $A$  en fonction de l'angle de diffusion considéré, l'indice intervenant comme paramètre.

Notons qu'il existe un angle de diffusion à partir duquel il n'y a plus de réfraction. Ainsi l'angle

de réfraction limite pour  $m = 1.1$  est de  $\theta_{refr,limite} \approx 50^\circ$  et de  $\theta_{refr,limite} \approx 100^\circ$  pour  $m = 1.6$ . La loi d'absorption étant une fonction exponentielle décroissante du parcours des rayons dans les particules, on peut déduire de la figure 8.3 (a) que:

i) Plus l'angle de collection est élevé, plus l'absorption maximale mesurable (avant absorption totale de la lumière réfractée) est élevée. Augmenter l'angle de collection contribue donc à augmenter la dynamique de mesure sur l'absorption.

ii) Plus l'angle de collection du signal est élevé, plus le parcours des rayons à l'intérieur des particules est long. L'intensité réfractée est de ce fait plus sensible à l'absorption de la particule, mais la dynamique sur les tailles et absorptions mesurables est plus faible.

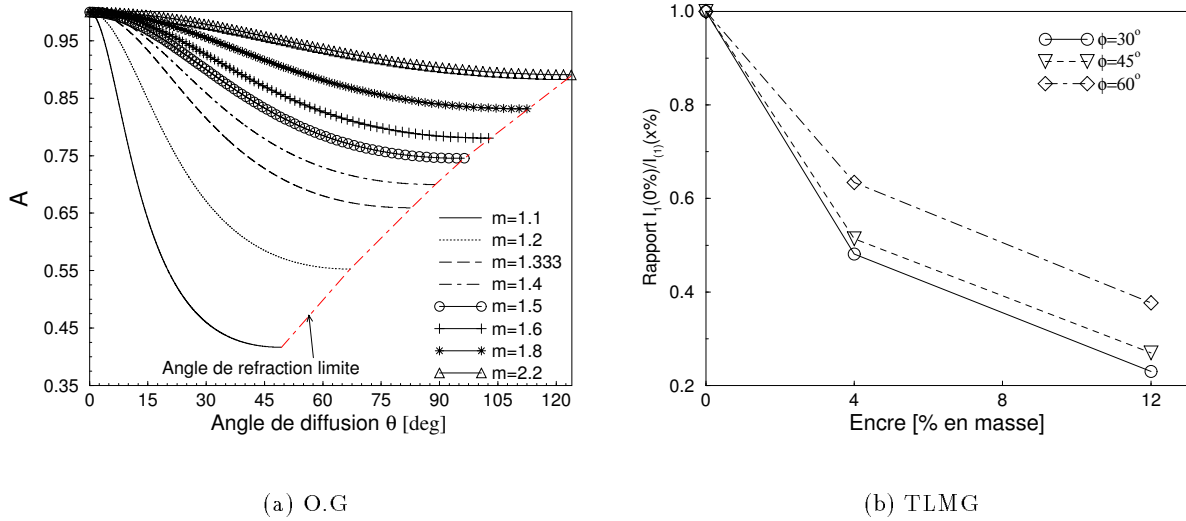


FIG. 8.3 - (a) Optique géométrique: Constante  $A$ , distance parcourue par les rayons lumineux émergeant à l'angle de diffusion  $\theta$ , normalisée par le diamètre de la particule. L'indice de celle-ci est pris comme paramètre. (b) TLMG: Evolution du logarithme du rapport entre le maximum d'intensité de la réfraction et celui de la réflexion, en fonction de la concentration en masse d'encre de la solution (absorption).

• La figure 8.3(b) présente l'évolution selon la TLMG du rapport d'intensité entre le maximum de la lumière réfractée par une goutte d'eau de  $54\mu m$   $I_1(0\%)$ , le maximum qu'elle réfracte pour trois niveaux absorption,  $I_1(x\%)$  et trois valeurs de l'angle hors-axe  $\phi$  ( $\approx$  angle de diffusion). L'absorption est contrôlée par la simulation d'un mélange eau-encre (voir plus loin pour les détails) exprimée en pourcentage ( $x\%$ ) en masse d'encre dans l'eau.

Le rapport d'intensité diminue avec le taux d'encre dans le mélange. La décroissance est plus faible pour l'angle hors axe le plus important, ce qui confirme les remarques faites à partir de la figure 8.3(a), basée sur l'optique géométrique.

### Constante B:

On peut supposer, dans un premier temps, que le rapport entre l'intensité maximale de la réfraction (sans absorption) et de la réflexion est correctement donné par les coefficients

énergétiques de Fresnel  $\epsilon_1$ ,  $\epsilon_0$  (voir chapitre 1). On a alors:

$$\frac{I_{1,0}^{max}}{I_0^{max}} = \frac{\epsilon_1}{\epsilon_0} \quad (8.4)$$

Ces coefficients sont fonction de l'indice de la particule, de la polarisation de l'onde incidente (perpendiculaire ou parallèle) et de l'angle de diffusion (qui correspond à la position des détecteurs), avec  $B = \ln(\epsilon_1/\epsilon_0)$ .

- La figure 8.4 présente l'évolution de ces coefficients en fonction de l'angle de diffusion pour deux polarisations et trois indices de réfraction:  $m = 1.33, 1.34, 1.35$ . Un agrandissement de la figure est reproduit dans le coin droit inférieur.

Pour les mêmes raisons que celles introduites pour la TDB et la mesure de l'indice réel, c'est essentiellement la polarisation perpendiculaire qui nous intéresse. Il est à noter que, pour cette polarisation, il existe un angle pour lequel la lumière réfléchie égale en intensité la lumière réfractée ( $\theta \approx 74^\circ$ , pour  $m = 1.33$ ).

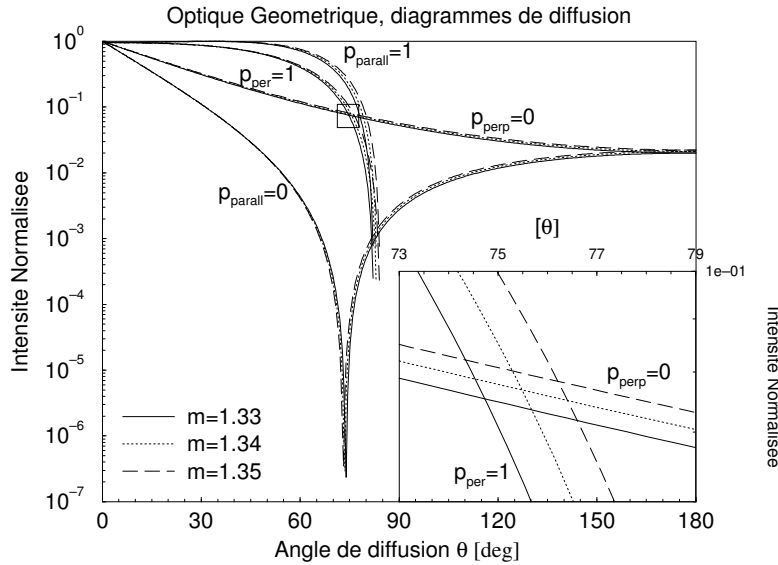


FIG. 8.4 - *Optique géométrique: évolution des coefficients énergétiques de Fresnel en fonction de l'angle de diffusion, pour les deux polarisations et trois indices de réfraction.*

- La figure 8.5 présente en (a) l'évolution de la différence de phase et en (b) de l'intensité simulée par TLMG (détecteur  $D1$ ) pour une goutte d'eau de  $54\mu m$  qui se déplace suivant l'axe ( $OY$ ). L'angle hors axe  $\phi$  ( $\approx \theta$ ) intervient en paramètre.

En (a) l'évolution de phase montre, dans tous les cas, des zones de plateau qui caractérisent pour  $Y < 0$  la réflexion et pour  $Y > 0$  la réfraction. L'intensité, figure 8.5(b), montre également la présence des deux processus de diffusion, qui sont caractérisés chacun par un maximum local du signal. Le signal réfléchi est beaucoup plus intense que ce que nous avons observé pour la mesure de l'indice réel (chapitre 7).

Il existe un angle de diffusion pour lequel l'intensité des processus de diffusion est égale. Cette valeur critique est située entre  $70$  et  $67.5^\circ$ , soit à plus de  $5^\circ$  de ce que nous avons prévu avec les

coefficients de Fresnel. Nous concluons de cette remarque que ces derniers ne peuvent pas être utilisés directement pour déterminer la constante  $B$ . Nous utiliserons donc dans ce qui suit les résultats basés sur la TLMG. Les raisons de l'écart observé sont vraisemblablement imputables à trois faits: l'angle hors axe ne correspond qu'approximativement à un angle de diffusion, les coefficients de Fresnel n'intègrent par les oscillations des courbes de Mie, la courbure de la particule que nous négligeons (pas de dispersion) joue un rôle.

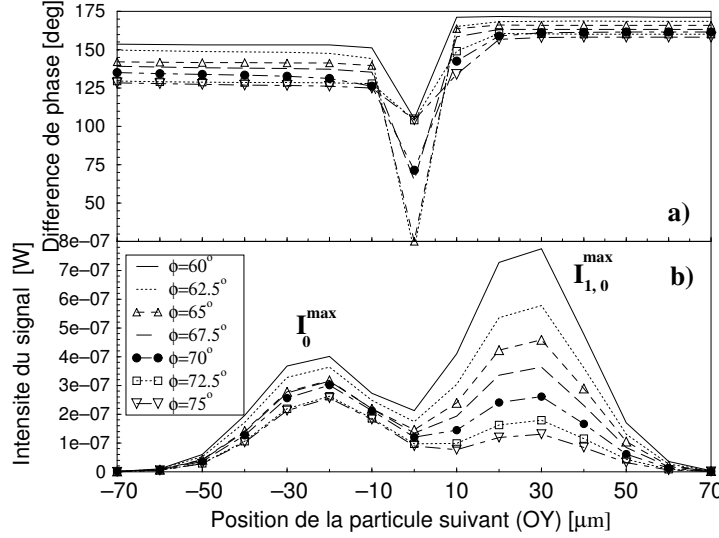


FIG. 8.5 - (a) Evolution de la différence de phase et (b) de l'intensité des signaux simulés par TLMG, lors de la traversée suivant l'axe ( $OY$ ) d'un volume de mesure de  $54\mu m$  de diamètre par une goutte d'eau de  $54\mu m$ . L'angle hors axe  $\phi$  ( $\approx \theta$ ) intervient en paramètre.

## 8.2 Simulation par TLMG d'une mesure d'absorption

Pour tester la faisabilité des mesures d'absorption avec la TDB, on peut simuler à l'aide de la TLMG les signaux phase Doppler correspondant à la traversée d'un volume de mesure, suivant ( $OY$ ), par différents types de gouttes. Trois tailles de gouttes ont ainsi été considérées: *i*)  $D = 54\mu m$ , *ii*)  $D = 108\mu m$ , *iii*)  $D = 216\mu m$  et six niveaux d'absorption. La solution considérée est une solution d'encre<sup>3</sup> dont le taux d'encre en masse est de 0, 2, 4, 7, 12, 25%. Les indices complexes de ces différentes solutions sont donnés par le tableau 8.1 extrait de [134]. Remarquons, tableau 8.1, que la partie réelle de l'indice augmente légèrement avec le taux d'encre dans la solution. Cette solution n'est donc pas un cas idéal pour un premier test de mesure d'absorption.

La même géométrie que celle du chapitre 7 a été simulée, excepté que l'angle hors axe a été fixé à  $60^\circ$ , ceci afin d'obtenir une bonne dynamique sur les mesures d'absorption et un signal réfléchi d'intensité suffisante pour permettre des mesures de tailles dans de bonnes conditions<sup>4</sup>,

<sup>3</sup>Encre de Chine noire mat de la société Pelikan,

<sup>4</sup>Les mesures de l'indice réel ne seront pas testées dans cette section même si la mesure simultanée des parties réelle et imaginaire de l'indice complexe est virtuellement possible avec la TDB. En effet, l'angle de collection choisi ici correspond à un optimum pour les mesures d'absorption et est inapproprié pour les mesures d'indice réel.



Concentration (Encre/eau) (% en masse)	Indice complexe $\lambda = 0.488 \mu m$ at $T^o = 20^o C$
0	1.33-0.0i
2	1.33-0.78e-4 i
4	1.33-6.43e-4 i
7	1.34-9.03e-4 i
12	1.34-1.28e-3 i
25	1.34-2.49e-3 i

TAB. 8.1 - *Indices complexes des solutions eau/encre, utilisés pour les tests numériques.*

figures 8.3(a) et (b). La puissance laser simulée pour cette géométrie correspond à une puissance totale modérée, de  $46mW$ .

- La figure 8.6 présente les premiers résultats des simulations:

- Pour la particule de  $54\mu m$ , graphe (a), l'intensité présente quelle que soit l'absorption deux maxima et la phase, graphe (b), deux plateaux. L'intensité du signal réfracté ( $Y > 0$ ) décroît de manière significative avec l'absorption. L'intensité du signal réfléchi reste constante avec une bonne approximation. La valeur de la phase des plateaux n'est pas sensible à l'absorption alors que l'intensité correspondante y est sensible "exponentiellement".

- Pour la particule de  $108\mu m$ , les mêmes remarques que précédemment s'appliquent, excepté que dans le cas du mélange à 25% d'encre, le signal réfracté est très faible, à la limite de l'observabilité. Ceci s'explique par l'augmentation de la distance parcourue par les rayons réfractés avec la taille des particules et donc de leur absorption. Le paramètre utile à considérer pour les mesures d'absorption est donc le produit entre l'absorption et le diamètre des particules mesurées  $KD$  et non  $K$ .

- Pour la particule de  $216\mu m$ , mêmes remarques, si ce n'est que l'absorption semble devenir critique pour des taux d'encre de plus de 12%. La phase des plateaux n'est d'ailleurs pas influencée par l'absorption excepté pour des taux d'encre de plus de 12%. L'absence de signal d'intensité suffisante entre les deux bouffées produites par chaque particule explique les variations "aléatoires" de la phase entre celles-ci.

Afin de vérifier la validité de l'Eq. 8.2, on peut tracer la relation suivante (figure 8.7):

$$\ln\left(\frac{I_{1,K}^{max}}{I_0^{max}}\right) = f(KD) \quad (8.5)$$

où  $I_{1,K}^{max}/I_0^{max}$  est déduit des figures 8.6 (a), (b), (c) en lissant par une exponentielle à 3 points le pic en intensité de la réflexion  $I_0^{max}$  et celui de la réfraction  $I_{1,K}^{max}$ . Il faut remarquer que la fonction  $f(KD)$  est supposée être linéaire de pente  $-A$  et d'ordonnée à l'origine  $B$ .

- A partir de la figure 8.7, il est clair que la relation attendue est bien de forme linéaire, malgré les fluctuations pour les faibles valeurs de  $KD$ . Le point situé en  $KD \approx 14$  est dû à la particule de  $216\mu m$  d'absorption maximale (25% d'encre). Pour cette particule, le signal réfracté est si faible que son extraction numérique est entachée d'une erreur importante. Si l'on effectue une régression linéaire sur le total des points obtenus, excepté sur ceux correspondant à  $KD = 0$

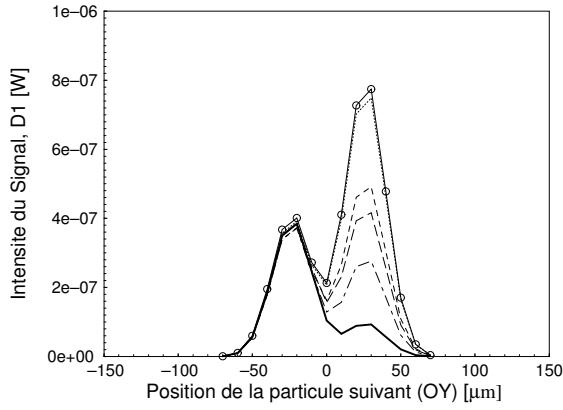
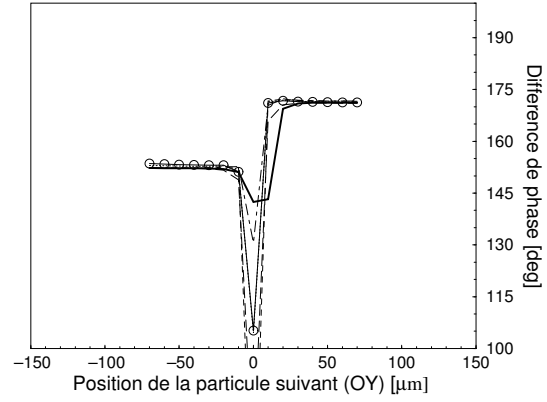
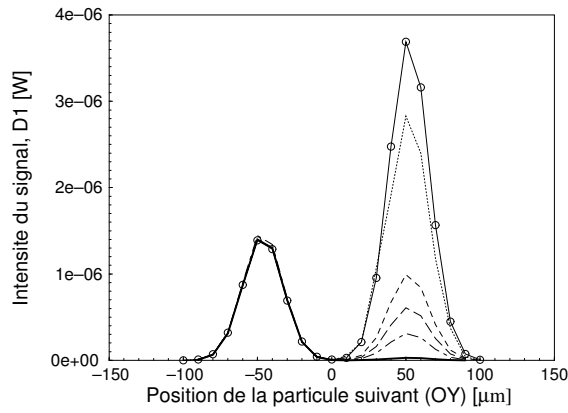
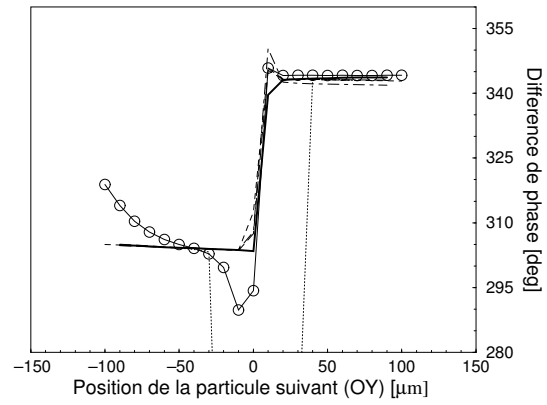
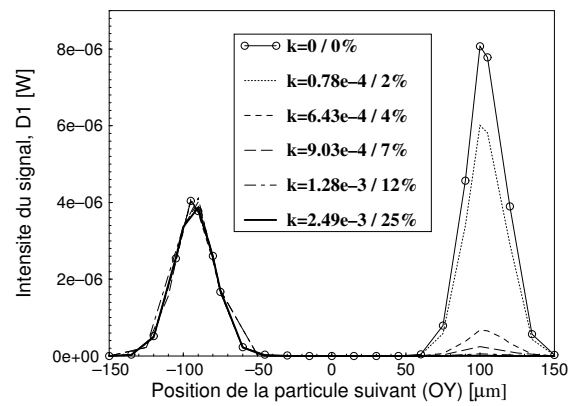
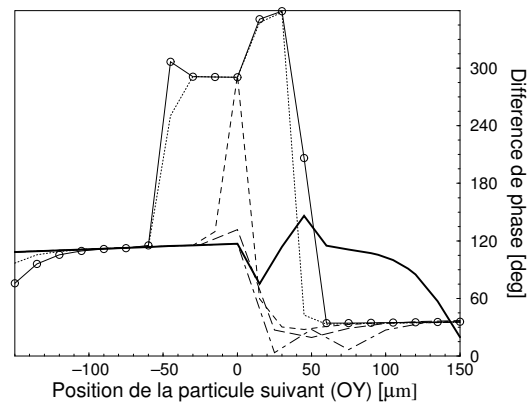
(a)  $D = 54 \mu m$ (b)  $D = 54 \mu m$ (c)  $D = 108 \mu m$ (d)  $D = 108 \mu m$ (e)  $D = 216 \mu m$ (f)  $D = 216 \mu m$ 

FIG. 8.6 - Evolution de l'intensité et de la différence de phase des signaux produits par une goutte d'indice complexe  $m - ik$  et de diamètre  $D$ , au cours de sa traversée d'une sonde phase Doppler suivant (OY). Trois tailles de gouttes et 6 niveaux d'absorption sont considérés .

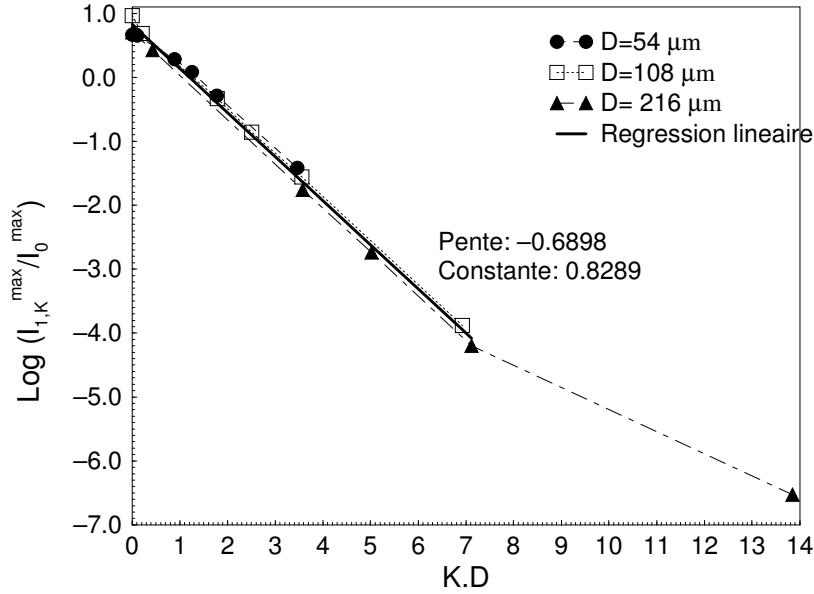


FIG. 8.7 - Evolution du logarithme du rapport entre le maximum d'intensité de la réfraction et celui de la réflexion en fonction du produit du diamètre de la particule et de son absorption

(en raison des fluctuations) et  $KD_m = 14$ , la pente obtenue est égale à 0.6898 (=  $A$ ) et son point d'intersection avec les ordonnées à 0.8289 (=  $B$ ). La valeur de  $A$  correspond à celle prédite par l'OG (0.68021), celle de  $B$  en revanche est en désaccord avec celle prédite par l'OG (1.04). Pour des valeurs de  $KD$  autour de 0, les prédictions de la TLMG s'approchent de celles de l'OG.

Pour estimer la précision théorique de la mesure d'absorption, on peut inverser la relation (8.2) en utilisant les coefficients  $A$  et  $B$  déduits de la figure 8.7, ainsi que le diamètre des particules déduit à partir de la phase des signaux réfléchis de la figure 8.6.

- Les résultats sont présentés par la figure 8.8, où la droite des valeurs attendues et celles correspondant à une erreur relative de  $\pm 10\%$  sont représentées.

- Pour  $k < 0.78 \cdot 10^{-4}$  (faible absorption), les valeurs inversées de  $k$  présentent certaines fluctuations (essentiellement pour la plus petite goutte,  $D = 54 \mu m$ ). Ce type de comportement semble en partie dû à l'incertitude sur la mesure de taille qui augmente lorsque la taille des particules diminue, voir la figure 8.6.

- Pour  $0.78 \cdot 10^{-4} < k < 1.28 \cdot 10^{-3}$ ,  $k$  est déterminé à mieux que 10% près pour les gouttes entre 54 et 216  $\mu m$ . Remarquons qu'une loi d'évolution linéaire de pente légèrement inférieure permettrait une meilleure inversion (optimisation possible). De même l'inversion semble bien meilleure pour des tailles de gouttes importantes. La goutte de 216  $\mu m$  permet dans cette gamme d'absorption une inversion à mieux de 1%.

- Pour  $1.28 \cdot 10^{-3} < k < 2.49 \cdot 10^{-3}$ ,  $k$  est également estimé à mieux que 10%, excepté pour la plus grosse particule. Dans ce cas, la lumière réfractée est trop faible pour que son maximum d'intensité puisse être correctement détecté, figure 8.6. Ce phénomène limite d'une manière générale la gamme supérieure de taille et de l'absorption mesurables par une technique d'extinction.

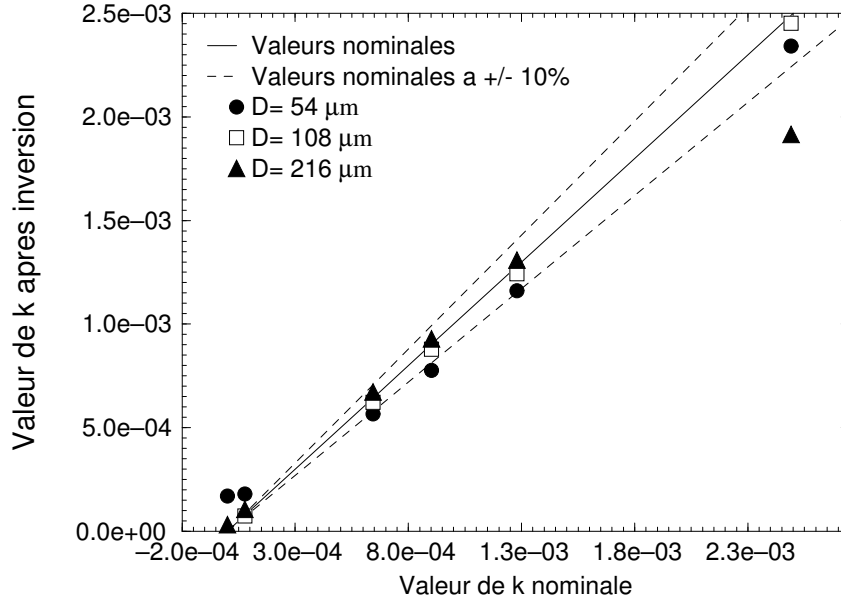


FIG. 8.8 - Valeur de la partie imaginaire de l'indice obtenue par inversion, en fonction de sa valeur nominale correspondante et de la taille de la goutte considérée.

*Remarque:* l'intensité des faisceaux laser formant la sonde intervient comme un facteur multiplicatif des intensités maximales diffusées par les particules. L'augmentation de ce paramètre est donc un moyen d'augmenter la gamme supérieure de l'absorption. La limite est bien sûr la puissance laser disponible tout comme l'existence d'un seuil de perturbation du milieu étudié (chauffage).

L'angle de collection du signal peut également être utilisé pour repousser cette limite, voir la figure 8.3.

### 8.3 Les effets de trajectoire

La TDB utilise une géométrie phase Doppler du type "Standard Modifiée". Celle-ci est libre d'Effets de Trajectoire (ET) pour les mesures de taille lorsque les particules se déplacent suivant la direction ( $OY$ ) avec un angle d'inclinaison inférieure à  $45 - 60^\circ$ . Qu'en est-il de l'intensité et des mesures de l'absorption?

La mesure de taille, basée sur le déphasage entre des signaux issus de détecteurs symétriques par rapport au plan d'observation, est insensible à la position des particules suivant l'axe ( $OX$ ). Pour les mesures d'absorption, nous n'avons considéré qu'un seul détecteur. Il y a donc rupture de la symétrie.

En fait, si dans les simulations précédentes aucun phénomène révélant la présence d'ET n'a été observé, cela provient de ce que seule une trajectoire des particules suivant l'axe ( $OY$ ) a été simulée. Cette trajectoire est un cas particulier, puisqu'elle est centrée par rapport aux détecteurs<sup>5</sup>.

<sup>5</sup>Nous verrons que nos simulations sont néanmoins suffisantes.

• La figure 7.7(a) montre que les ET apparaissent dans le cas d'une rupture de symétrie. Suivant la position de la trajectoire des gouttes par rapport à  $(OX)$ , le rapport d'intensité entre les deux maxima successifs des signaux n'est pas constant. Ce phénomène provient du profil transverse d'intensité dans la sonde ainsi que de la différence des paramètres d'impact transversaux (suivant  $(OX)$ ) des rayons réfléchis ( $x_0$ ) et réfractés ( $x_1$ ), voir la figure 8.9 (a). Pour s'affranchir de ce problème, deux solutions (qui peuvent être combinées) sont possibles:

1. Utiliser la somme des intensités provenant de deux détecteurs symétriques par rapport au plan de diffusion, afin de retrouver la symétrie perdue.
2. Réduire le profil d'intensité dans la sonde suivant  $(OX)$ . Le profil d'intensité suivant  $(OY)$  doit néanmoins être maintenu afin qu'une séparation entre les processus de diffusion soit possible. Il faut donc utiliser des feuilles laser pour former le volume de mesure. Nous reparlerons de cette solution "intuitive" dans ce qui suit.

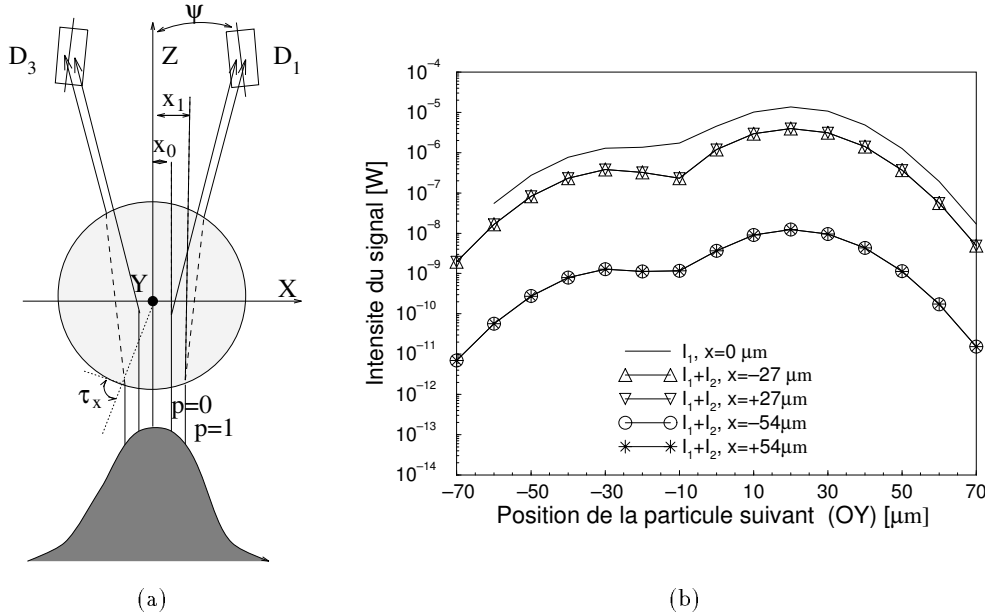


FIG. 8.9 - (a) Mise en évidence de l'influence du profil d'intensité transversal  $(OX)$  sur l'intensité du maximum de la réfraction ( $p=1$ ) et de la réflexion ( $p=0$ ). Les paramètres d'impact transversaux sont notés  $x_1$  et  $x_0$ . (b) L'addition de l'intensité provenant des deux détecteurs symétriques permet d'éliminer l'effet précédent: le rapport intensité réfléchie/réfractée est constant quelle que soit la position de la goutte suivant  $(OX)$  (calcul TLMG, diamètre de la goutte:  $54 \mu m$ ).

#### Utilisation de deux détecteurs symétriques:

• La figure 8.9(b) reproduit l'évolution de la somme des intensités provenant des détecteurs  $D_1$  et  $D_3$  déduites de la figure 7.7(a).

Pour chaque trajectoire, le maximum du signal réfléchi est tel que  $Y < 0$  et le maximum du signal réfracté  $Y > 0$ . Les distances symétriques par rapport à  $(OY)$  donnent la même courbe ce qui s'explique par la symétrie des détecteurs par rapport au plan d'observation. Le rapport

intensité réfléchié/réfractée est conservé dans tous les cas. Cette solution semble a priori imposer des détecteurs de même gain et donc la nécessité d'une calibration que nous voulons éviter. Ce n'est en fait pas le cas, en effet:

Le profil d'intensité dans la sonde (diamètre  $2\omega_0$ ), suivant la direction ( $OX$ ), peut être considéré comme correctement décrit par une fonction exponentielle du type:

$$I(x) = I(0) \exp \frac{-2x^2}{\omega_0^2} \quad (8.6)$$

Les détecteurs  $D_1$  et  $D_3$  sont excentrés par rapport au centre de la sonde par un angle d'élévation  $\pm\psi$  (détecteurs symétriques). De ce fait, les détecteurs "observent" le profil d'intensité de la sonde à un décalage près sur  $x$ . Ce décalage diffère suivant le mode de diffusion considéré. Le paramètre d'impact du rayon réfléchi étant différent de celui du rayon réfracté correspondant, posons-les respectivement égaux à  $x_1$  et  $x_0$ . Pour chaque détecteur ces paramètres seront de signes opposés. La figure 8.9(a) illustre les conventions introduites.

Les intensités maximales sur l'axe ( $OX$ ) diffusées par une particule, par réfraction et par réflexion, s'écrivent  $I_{1,K}^{max}(0)$  et  $I_0^{max}(0)$  respectivement. Les détecteurs, bien que symétriques, peuvent avoir des gains différents. Soient  $g^1$  et  $g^3$  les gains respectifs des détecteurs  $D_1$  et  $D_3$ . La forme de l'enveloppe des deux contributions s'écrit alors, (avec  $i = 1$  et  $3$  suivant le détecteur):

$$I_{1,K}(x)^i = g^i I_{1,K}^{max}(0) \exp \left[ -\frac{2(x \pm x_1)^2}{\omega_0^2} \right] \quad (8.7)$$

$$I_0(x)^i = g^i I_0^{max}(0) \exp \left[ -\frac{2(x \pm x_0)^2}{\omega_0^2} \right] \quad (8.8)$$

où le symbole  $\pm$  correspond au signe  $+$  pour  $D_1$  et à  $-$  pour  $D_3$ . Le rapport des deux équations précédentes donne pour le détecteur  $i$ :

$$R^i = \frac{I_{1,K}(x)^i}{I_0(x)^i} \exp \left[ \frac{-2[(x \pm x_1)^2 - (x \pm x_0)^2]}{\omega_0^2} \right] \quad (8.9)$$

Le gain individuel de chaque détecteur n'intervient plus dans cette expression. L'addition du logarithme des rapports d'intensité entre le maximum du signal réfracté et celui du signal réfléchi, pour chaque détecteur, donne:

$$\frac{\ln(R^1) + \ln(R^2)}{2} = \ln \left[ \frac{I_{1,K}^{max}(0)}{I_0^{max}(0)} \right] - 2 \left[ \frac{x_1^2 - x_0^2}{\omega_0^2} \right] \quad (8.10)$$

Dans cette expression, les variables sur  $x$  ont disparu. L'addition des signaux provenant de deux détecteurs symétriques permet donc bien d'éliminer les ET suivant l'axe ( $OX$ ).

Cependant, un terme "inattendu" (le dernier terme du deuxième membre) est apparu. Ce terme *correctif* peut s'exprimer en fonction du diamètre ( $D$ ) de la particule mesurée. Le calcul des paramètres d'impact transversaux peut se faire (voir chapitre 1), en assimilant l'angle de diffusion à l'angle d'élévation des détecteurs  $\pm\psi$  (soit  $\theta = \psi$ ):

$$x_1 = \cos[\tau_x].D \quad x_0 = \cos[(\psi/2)].D \quad (8.11)$$

où l'angle  $\tau_x$  est l'équivalent de l'angle  $\tau$  défini dans le chapitre 1 mais suivant  $(OX)$ , voir la figure 8.9(a). Il dépend uniquement de l'indice réel des particules considérées et de l'angle d'élévation des détecteurs.

L'expression finale pour le rapport d'intensité lié à l'absorption (partie imaginaire de l'indice) des particules, est finalement la suivante:

$$\frac{\ln(R^1) + \ln(R^2)}{2} = \ln \left[ \frac{I_{1,K}^{max}(0)}{I_0^{max}(0)} \right] - 2 \left[ \frac{[\cos(\tau_x)^2 - \cos(\psi/2)^2] D^2}{\omega_0^2} \right] \quad (8.12)$$

d'où pour l'absorption de la particule détectée:

$$K = \frac{-1}{A.D} \left[ \frac{\ln(R^1) + \ln(R^2)}{2} + 2 \left[ \frac{[\cos(\tau_x)^2 - \cos(\psi/2)^2] D^2}{\omega_0^2} \right] + B \right] \quad (8.13)$$

Le terme correctif à apporter aux mesures directes du rapport d'intensité dépend uniquement du carré du diamètre des particules mesurées et des paramètres optiques de la géométrie (dont les dimensions de la sonde). Lorsque le diamètre de celle-ci tend vers l'infini ( $\omega_0 \rightarrow \infty$ , Onde Plane) le terme correctif devient négligeable. Cette remarque n'est pas triviale puisqu'elle signifie que pour s'affranchir du terme correctif, on peut réduire le profil gaussien d'intensité sur  $(OX)$ . La solution qui s'impose pour se passer de ce terme correctif est donc d'utiliser un volume de mesure du type feuille laser.

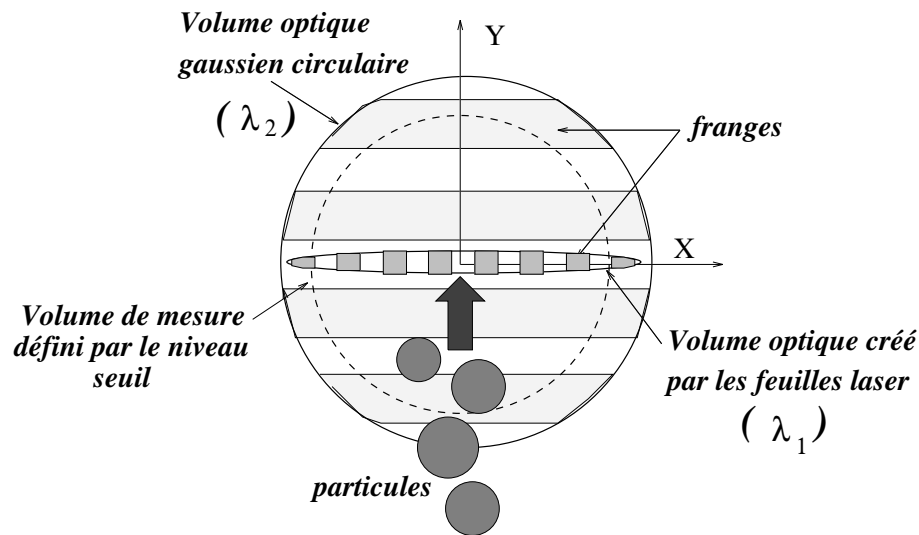
## b) Utilisation de feuilles laser

Pratiquement, la création d'un volume de mesure à partir de feuilles laser (longueur d'onde  $\lambda_1$ ) crée un volume optique de forme elliptique, figure 8.10(a). Ce type de volume de mesure, s'il est étroit, permet de séparer (suivant son petit axe) les lumières réfractée et réfléchi, 8.10(b) par les particules qui se déplacent suivant  $(OY)$ . Son grand axe suivant  $(OX)$  réduit les ET comme nous l'avons expliqué précédemment.

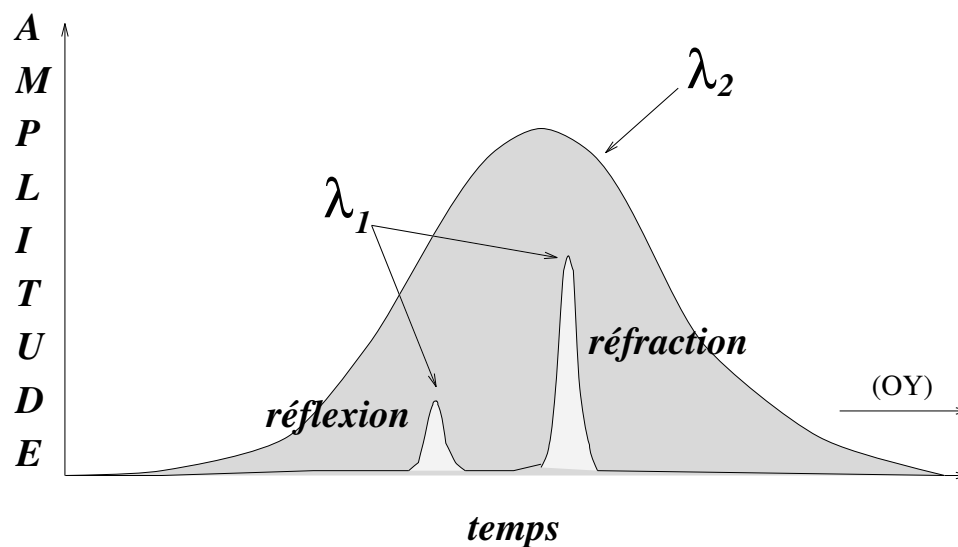
### Remarques importantes:

La formation simultanée, au même point que le volume elliptique, d'un second volume de mesure circulaire (faisceaux gaussiens) de grand diamètre (longueur d'onde  $\lambda_2$ ), présente de nombreux avantages, voir la figure 8.10. En effet, ceci permet:

1. De limiter les effets de bord. On peut en effet imaginer que, du fait des trajectoires sur le bord de la sonde elliptique (et a fortiori circulaire de petit diamètre), certaines particules ne produisent pas toujours un signal réfracté et un signal réfléchi. Dans ce cas, le volume circulaire peut servir pour définir la zone du volume elliptique acceptée pour les mesures.
2. D'obtenir un signal dont la durée englobe l'intervalle de temps séparant les 2 bouffées collectées lorsqu'une particule traverse la sonde elliptique, figure 8.10(b). Ceci constitue un moyen extrêmement performant pour la reconnaissance des paires de signaux ainsi que pour la définition du volume de mesure.
3. De mesurer une autre composante de vitesse.



(a) Coupe d'une sonde optique constituée d'un volume de mesure elliptique et gaussien circulaire. Le volume elliptique permet de séparer la lumière qui est réfléchiée, puis réfractée par une particule, et donc d'effectuer la mesure d'absorption. La sonde gaussienne circulaire permet de mieux définir la zone centrale de la sonde elliptique, une deuxième composante de vitesse et surtout, de faciliter la reconnaissance des deux bouffées produites par une particule.



(b) Le passage d'une particule à travers le volume optique circulaire permet d'obtenir un signal de large enveloppe englobant les deux bouffées créées par réflexion/réfraction lors du passage d'une particule dans la sonde elliptique.

FIG. 8.10 - Schéma de principe d'une sonde permettant à la fois d'éliminer les ET et de simplifier la procédure de détection des signaux phase Doppler en vue de l'extension de l'APD, aux mesures d'absorption, de l'indice réel et à la détection des particules hétérogènes.



Un montage original permettant de produire un tel volume de mesure est actuellement développé. Celui-ci utilise simultanément des optiques classiques et cylindriques (formation des feuilles laser). Les dimensions caractéristiques de la sonde optique réalisée sont actuellement de  $35\mu m$  et  $350\mu m$ . Des tests expérimentaux sont en cours, notamment pour la mesure des particules hétérogènes auxquelles s'applique également la TDB (chapitre 11). L'application de la TDB et de ce type de volume optique, à la mesure de l'indice complexe des particules de sprays réels, est également fortement envisagée.

## 8.4 Tests expérimentaux

Ceux-ci ont été effectués lors d'un de mes séjours en Allemagne dans le laboratoire du Pr. Durst (LSTM), avec l'équipe du Pr. Tropea.

### 8.4.1 Le montage expérimental

La géométrie utilisée pour ce premier test est identique à celle utilisée pour celui des mesures d'indice par TDB (chapitre 7), excepté que l'angle hors-axe est ici de  $60^\circ$ . Les tests ont été effectués à partir de gouttes monodispersées créées par un générateur de gouttes sur demande. La production de liquides d'absorptions différentes a été effectuée à partir d'une solution d'encre de Chine noire plus ou moins diluée.

Remarquons que l'encre de Chine est en fait constituée de particules de suie dont la taille, d'après les fabricants, est très inférieure à  $0.5\mu m$ . En suivant Manasse et al. [134], on peut considérer, dans un premier temps, qu'une solution d'encre est assimilable en première approximation à une solution homogène (voir le chapitre 11 pour le cas contraire).

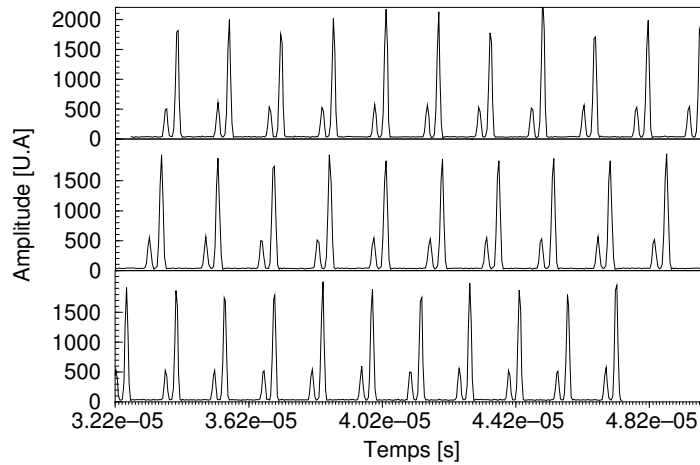


FIG. 8.11 - *Forme typique de l'enveloppe de signaux phase Doppler obtenus lors des tests sur la mesure d'absorption. Les signaux ont été lissés afin d'éliminer la fréquence Doppler*

### 8.4.2 Signaux expérimentaux

- La figure 8.11 présente une vingtaine de signaux expérimentaux produits par des gouttes d'eau de  $87\mu m$ , après que ceux-ci aient été lissés de façon à éliminer leur fréquence Doppler. La

série de signaux s'observe dans le temps, de gauche à droite puis de haut en bas.

Chaque goutte d'eau a produit deux signaux: le premier signal, de plus faible intensité, est dû à la réflexion de la lumière sur la surface externe d'une goutte, le second est dû à la réfraction à travers cette goutte. Le rapport d'intensité entre les paires de signaux est à peu près constant. Certaines fluctuations sont observées. Elles sont probablement dues à une trajectoire des gouttes dans le volume de mesure, légèrement instable, d'où la manifestation d'un léger ET (la correction par le deuxième détecteur n'est pas introduite ici).

### 8.4.3 Les mesures de taille

- La figure 8.12 présente les histogrammes de tailles obtenus à partir de l'exploitation des signaux réfléchis et réfractés lors de la mesure de la taille de gouttes d'une solution contenant 16% d'encre en masse. La taille nominale des gouttes monodispersées est de  $87\mu m$ . Les histogrammes ont été construits à partir de 1000 gouttes.

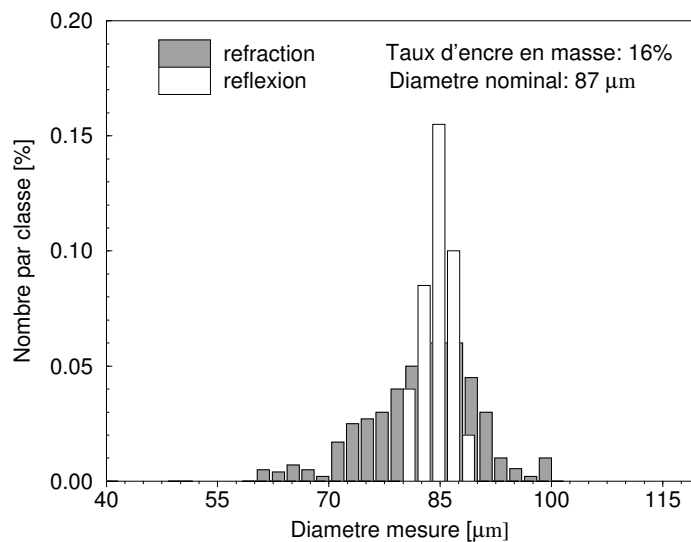


FIG. 8.12 - *Histogrammes de tailles obtenus, à partir de l'exploitation des signaux réfracté et réfléchi, pour des gouttes monodispersées contenant 16% d'encre en masse.*

Les deux histogrammes de taille sont centrés sur la valeur attendue. La distribution obtenue par réfraction est beaucoup plus large que celle obtenue à partir de la réflexion.

La différence d'écart-type entre ces distributions tient au fait que le signal réfracté à travers ces gouttes était extrêmement faible (forte absorption), d'où une diminution significative du rapport signal sur bruit, qui augmente l'incertitude sur la phase et donc sur le diamètre mesuré.

- Le tableau 8.2 résume les mesures de tailles obtenues pour différentes absorptions de gouttes monodispersées (de tailles comprises entre 66 et  $83\mu m$ ). La première colonne donne les pourcentages en encre des solutions utilisées, la deuxième et la troisième, le diamètre arithmétique moyen déduit à partir de la réflexion et de la réfraction. Les quatrième et cinquième colonnes correspondent aux écarts-types associés aux moyennes respectives. Chaque valeur a été calculée

sur un échantillon de 500 à 1000 gouttes. La figure 8.13 présente graphiquement l'évolution des écarts-types (colonnes 4 et 5 du tableau précédent) des histogrammes de tailles obtenus en fonction de la concentration en encre des gouttes. En dehors des fluctuations d'une expérience

Solution % en masse	$\overline{D_{0,0}}$ [ $\mu m$ ]	$\overline{D_{1,0}}$ [ $\mu m$ ]	$\overline{\sigma_{D_{0,0}}}$ [ $\mu m$ ]	$\overline{\sigma_{D_{1,0}}}$ [ $\mu m$ ]
Eau	81.0	79.8	1.5	1.2
Encre 0.02%	79.9	80.9	1.0	1.3
Encre 0.14%	75.8	75.2	1.4	1.6
Encre 0.23%	78.5	79.3	1.3	1.2
Encre 0.44%	70.6	70.2	1.9	2.6
Encre 0.89%	82.6	81.3	1.5	2.4
Encre 1.70%	75.4	75.5	2.8	4.1
Encre 4.00%	72.1	71.6	3.3	5.9
Encre 8.00%	82.3	81.7	2.8	7.0
Encre 12.02%	66.0	64.8	4.3	10.6
Encre 16.00%	83.6	82.9	6.1	12.2

TAB. 8.2 - Résultats statistiques sur les mesures de taille en fonction du pourcentage en masse d'encre. Les diamètres moyens déduits pour la réfraction ( $\overline{D_{1,0}}$ ) et la réflexion ( $\overline{D_{0,0}}$ ) sont donnés avec leur écart-type associé.

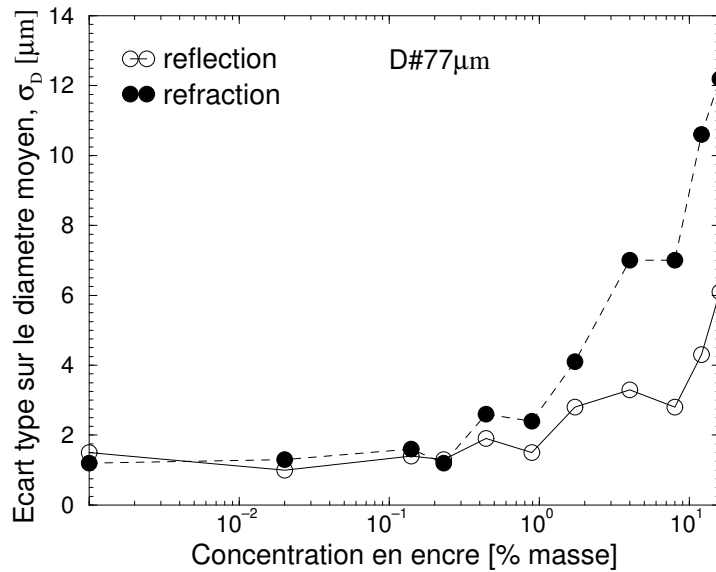


FIG. 8.13 - Evolution de l'écart-type sur le diamètre mesuré en fonction du pourcentage en masse d'encre à partir des signaux réfléchis et réfractés.

à l'autre, les valeurs moyennes obtenues pour la réfraction et la réflexion, sont toujours très voisines. Les écarts-types, quant à eux, augmentent avec le taux d'encre dans les solutions. Cette croissance est pratiquement deux fois supérieure pour la réfraction.

Nous concluons de ce paragraphe que la TDB permet d'ores et déjà de bien meilleures

mesures de tailles des particules absorbantes que l'APD classique, ceci pour une collection vers l'avant, avec un seul système optique.

#### 8.4.4 Mesure de la concentration en encre des gouttelettes

• La figure 8.14 présente: *i)* les résultats des mesures d'absorption effectuées simultanément aux mesures de tailles et de vitesses, *ii)* les mesures d'absorption des solutions utilisées par photométrie en cuve. Notons que l'importance de l'absorption des solutions utilisées a fait qu'il n'a pas été possible avec le photomètre de mesurer des absorptions correspondant à plus de 1.6% en encre. Compte tenu de l'évolution linéaire de l'absorption avec la concentration en encre donnée par le tableau 8.1, les mesures en cuve ont été extrapolées de façon linéaire. Les valeurs d'intensité obtenues à partir des deux détecteurs symétriques ont été utilisées pour les mesures d'absorption, mais pas le terme correctif.

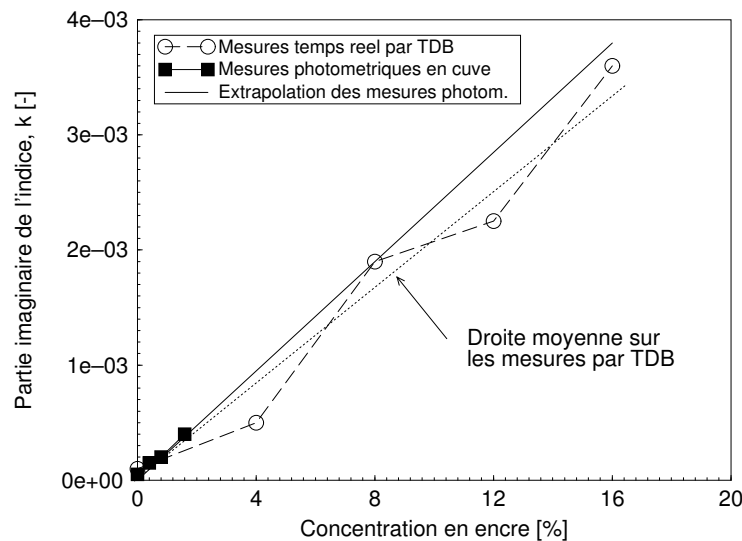


FIG. 8.14 - Comparaison entre les mesures d'absorption faites par TDB sur des gouttes en vol de  $87\mu m$  et celles faites en cuve par photométrie.

On constate dans cette figure que l'évolution des points de mesure obtenus avec la TDB est également linéaire. Les fluctuations que l'on peut observer sont suffisamment modérées pour que la distinction entre les différentes concentrations en encre soit nette.

Si l'on trace la droite moyenne passant par zéro et nos points expérimentaux, on trouve que celle-ci est de pente légèrement inférieure à celle donnée par extrapolation des mesures photométriques (*la pente de cette droite n'est pas par elle-même une référence absolue*). Cette remarque peut s'expliquer par le fait que les constantes  $A$  et  $B$  utilisées pour l'inversion des mesures ont été calculées pour une longueur d'onde de  $0.488\mu m$ <sup>6</sup> et non de  $0.6328\mu m$ . L'absorption de l'encre croissant avec la longueur d'onde, ceci tend à minimiser l'estimation de la partie imaginaire de l'indice des solutions mesurées.

<sup>6</sup>Seules données à ma disposition lors des investigations numériques.

## 8.5 Conclusion et perspectives

Dans ce chapitre, le principe d'une technique optique permettant la mesure simultanée de l'absorption, de la taille et de la vitesse de particules sphériques a été introduit. Celle-ci est basée sur la Technique des Deux Bouffées (TDB) et l'Anémométrie Phase Doppler (APD). Elle permet de s'affranchir de toute calibration sur les mesures d'absorption, la lumière réfléchiée par chaque particule servant à normer la lumière qu'elle réfracte. C'est en fait de leur rapport que la mesure de l'absorption (extinction) des particules est déduite.

Expérimentalement, il a été montré que les mesures de tailles obtenues avec cette technique sont plus précises que celles que peut permettre un système phase Doppler classique. Les premiers résultats de mesures d'absorption sur des gouttes monodispersées se sont révélés très encourageants. La distinction entre différentes solutions d'encre a été possible, et ceci malgré certaines approximations par rapport au principe que nous avons détaillé dans ce chapitre.

Le principe d'un système optique basé sur l'utilisation d'un volume de mesure constitué d'un volume optique elliptique et d'un volume optique gaussien circulaire a été également introduit. Ce type de sonde doit permettre d'obtenir des mesures encore plus fiables pour des applications dans des polydispersions réelles. La formation de ce type de volume de mesure a été testée expérimentalement.

Les applications envisagées pour ce travail résident, à titre d'exemple, dans l'étude des phénomènes de coalescence de gouttes dans les sprays ou de l'évolution du taux d'évaporation de gouttes absorbantes (ou rendues absorbantes).

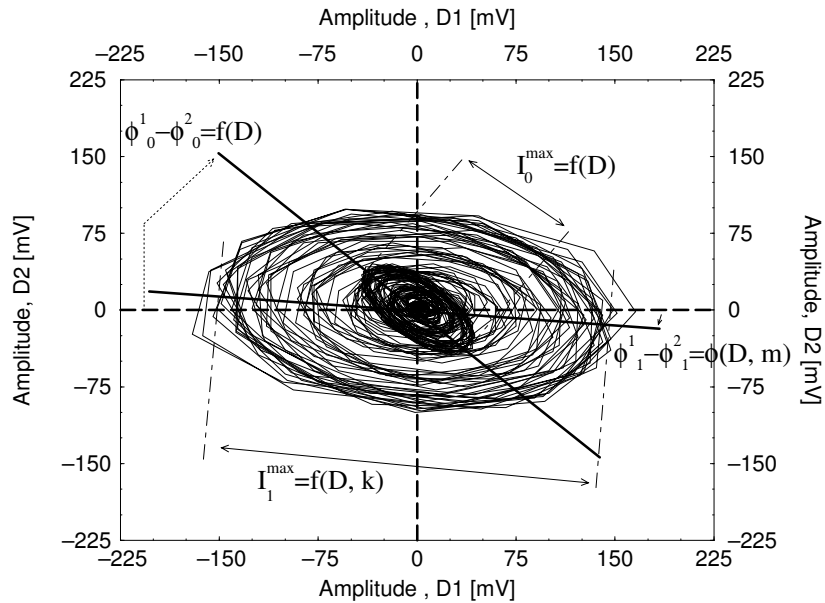


FIG. 8.15 - Mise en évidence des caractéristiques physiques d'une particule par la Technique des Deux Bouffées.

A titre de conclusion et de curiosité..., la figure 8.15 présente la courbe de "Lissajous" de deux signaux phase Doppler expérimentaux produits par une goutte absorbante.

Deux éléments sont remarquables dans cette figure: la présence d'une petite surface elliptique

et d'une plus grande, qui l'englobe. Ces deux ellipses ont des axes principaux différents en orientation et en taille.

La raison de l'apparition de ces deux ellipses est simple: les signaux expérimentaux produits par la goutte sont composés d'un signal réfléchi et d'un signal réfracté (de plus forte intensité). Les signaux phase Doppler sont modulés en fréquence par la fréquence Doppler, leur tracé dans le plan de Lissajous conduit ainsi à l'observation de trajectoires qui s'enroulent autour du point  $(0,0)$  et qui semblent en provenir.

- La vitesse angulaire de rotation de ces trajectoires est proportionnelle à une composante de vitesse de la particule détectée. La nature gaussienne de l'enveloppe des signaux fait que les trajectoires voient leur distance au centre  $(0,0)$  croître de façon exponentielle, puis décroître.

- La longueur de l'axe principal de chaque ellipse correspond au maximum d'intensité des signaux. Il est fonction pour la réfraction: du *diamètre* et de *l'absorption* de la particule et pour la réflexion: du *diamètre* de celle-ci. Avec des échelles logarithmiques, le rapport des axes est directement proportionnel à la taille et à l'absorption de la particule.

- Si les signaux étaient en phase, les trajectoires visiteraient des points du plan placés sur la première bissectrice. Or les signaux phase Doppler sont déphasés, d'où l'orientation de l'axe principal des ellipses. **L'inclinaison de l'ellipse** de plus petite taille (réflexion) est fonction uniquement de *la taille* de la goutte qui est à son origine. L'inclinaison de la grande ellipse est fonction de *la taille et de l'indice* de la goutte.



## Chapitre 9

# La géométrie à Deux Modes et la mesure d'indice

La géométrie à deux modes a été développée à l'origine pour les mesures de tailles et sa non-sensibilité aux Effets de Trajectoires [10, 11]. Cependant, le fait que cette géométrie mesure simultanément deux différences de phase dans des plans de diffusion différents [126, 124] (voir les sections 7.0.3, 7.0.2), m'a conduit à étudier la possibilité d'utiliser ces particularités pour la mesure d'indice [15, 116] suivant le principe de la méthode "du rapport de phase" introduite par Naqwi et al [126].

Le plan de ce chapitre est détaillé dans ce qui suit. La section 1 présente le principe de la méthode ainsi que les prédictions numériques préliminaires effectuées. Celles-ci permettent une première estimation de la sensibilité de la technique à l'indice, d'après l'Optique Géométrique (O.G) et selon la Théorie de Lorenz Mie (TLM). La section 2 présente des résultats numériques qui permettent d'évaluer la résolution sur l'indice du système développé [14] pour les mesures de tailles [12, 13]. La section 3 présente les résultats de tests expérimentaux de mesures d'indices, sur deux sprays d'indices différents, à l'aide du système que j'ai développé au laboratoire. Les premières conclusions et perspectives de ce travail sont développées dans la section 4.

## 9.1 Principe de la mesure

### 9.1.1 Principe

Lorsque seule la lumière réfractée par une particule est collectée par les détecteurs d'un système phase Doppler, Naqwi et al [126] ont montré que, d'après l'O.G, le rapport de deux différences de phase est uniquement dépendant des paramètres optiques du montage et de l'indice de la particule détectée. Cette propriété découle simplement du fait que la différence de phase des signaux Phase Doppler est, *dans son principe*, directement proportionnelle à la taille des particules. Le rapport ( $R$ ) de deux différences de phase ( $\Delta\Phi_I$ ,  $\Delta\Phi_{II}$ ) est donc fonction de l'unique "variable" restante, l'indice réel ( $m$ ) des particules.



$$R = f(m) = \frac{\Delta\Phi_I}{\Delta\Phi_{II}} \quad (9.1)$$

La mesure d'un tel rapport, pour chaque particule détectée, permet l'extension de l'Anémométrie Phase Doppler (APD) à la mesure d'indice. Deux conditions doivent cependant être remplies:

i) Mesurer pour chaque particule détectée deux différences de phase, ce qui nécessite pour un système classique trois détecteurs au minimum.

ii) Le rapport de phase doit être le plus possible sensible à l'indice des particules. Les deux différences de phase ( $\Delta\Phi_I$ ,  $\Delta\Phi_{II}$ ) doivent donc évoluer de manière aussi différente que possible avec l'indice.

La première condition est aisée à remplir. La seconde est impossible à réaliser avec un système phase Doppler classique. En effet ces derniers, lorsqu'ils mesurent deux différences de phase, le font à partir de détecteurs très proches les uns des autres et dans le même plan de diffusion. De ce fait, ils observent quasiment la même partie du "diagramme de diffusion" de la particule détectée. Ainsi la sensibilité *relative* de la phase à l'indice est quasi-nulle (nous avons d'ailleurs utilisé cette propriété dans le chapitre 7, figure 7.4). Avec un système phase Doppler classique, la seule façon d'augmenter cette sensibilité conduit à effectuer la mesure des deux différences de phase à des angles hors-axes différents. Ainsi, le système développé par Naqwi et al [126, 127] comportait deux unités de collection placées à  $30^\circ$  et  $60^\circ$ , composées chacune de deux détecteurs <sup>1</sup>. Ce système, qualifié de "Système Phase Doppler Étendu", est cependant limité par d'importantes restrictions (voir l'introduction de cette partie).

Le système à Deux Mode (DM) mesure deux différences de phase ( $\Delta\Phi_I = \phi_{SM}$ ,  $\Delta\Phi_{II} = \phi_P$ ). Celles-ci sont obtenues à partir de deux volumes optiques de couleurs différentes mais aussi pour des plans de diffusion différents. Ceci confère à ce système des propriétés particulières vis à vis de l'indice des particules, comme le montre la figure 9.1.

- La figure 9.1 montre l'évolution, prédite par l'O.G, du facteur de conversion des géométries Plane et Standard Modifiée (SM), en fonction de l'indice et de l'angle de collection <sup>2</sup>.

Les comportements des deux systèmes sont opposés vis à vis de l'indice. Le facteur de conversion du système Plan croît essentiellement avec l'indice alors qu'il décroît pour le système SM. La sensibilité à l'indice, représentée dans cette figure par la pente de la relation phase-diamètre, est maximale pour les indices de réfraction les plus faibles. Elle décroît avec les angles "de diffusion". Un angle hors-axe de  $30^\circ$ , choisi comme optimum pour les mesures de taille avec le système à deux modes, semble l'être aussi pour les mesures d'indice.

Il faut remarquer que la faible dynamique sur les tailles mesurables du système étendu [126, 127, 135] s'explique également à partir de la figure 9.1. Celle-ci montre en effet que pour un système standard, une forte sensibilité à l'indice implique un facteur de conversion élevé et donc une dynamique faible sur les tailles.

Dans le système à deux modes, la dynamique est assurée par le système Plan. Ce dernier

---

<sup>1</sup>voir l'introduction de la deuxième partie,

<sup>2</sup>Les paramètres optiques utilisés pour ce calcul correspondent à la lentille de collection de 160mm et au le masque A (voir le chapitre 6).

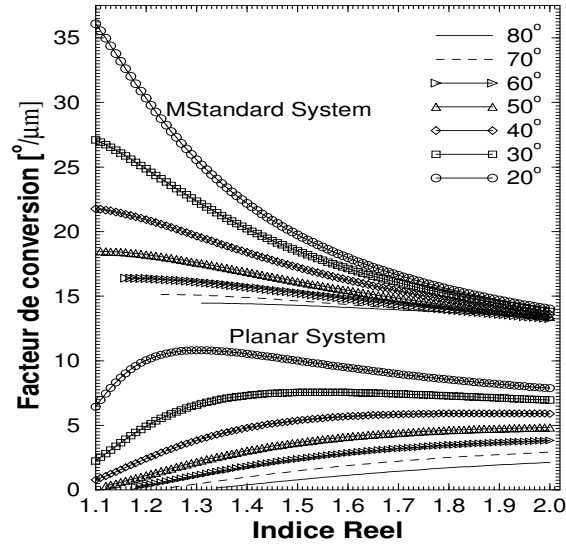


FIG. 9.1 - *Calcul de l'évolution du facteur de conversion des géométries Plane et Standard Modifiée en fonction de l'indice des particules. L'angle de diffusion intervient comme paramètre.*

permet le calcul du nombre  $n$  de rotations de la phase du système SM au dessus de  $2\pi$ :

$$n = INT \left( \frac{1}{2\pi} \left[ \phi_P \frac{C_{SM}}{C_P} - \phi_{SM} \right] \right) \quad (9.2)$$

Les facteurs de conversion des deux géométries  $C_P$  et  $C_{SM}$ , dépendent de l'indice de la particule détectée. La détermination de  $n$ , qui est nécessaire si la dynamique de taille et d'indice est large, est de ce fait problématique.

Pour éliminer ce problème, la solution choisie par [126, 128, 127, 135], consiste à limiter la dynamique de taille et d'indice sur les particules.

Une autre solution est cependant possible. En effet le calcul de  $n$  (de nature entière) possède une certaine robustesse. Si les particules ne sont pas dans une gamme d'indice trop large, la recherche de la valeur entière la plus proche de  $x$  permet d'éliminer l'ambiguïté de phase du système SM.

$$x = \frac{1}{2\pi} \left[ \phi_P \frac{C_{SM}}{C_P} - \phi_{SM} \right] \quad (9.3)$$

Nous verrons dans ce qui suit que cette tolérance sur l'indice est en fait assez large. Elle autorise des mesures d'indice sur une gamme de tailles typique de  $0 - 250\mu m$ , ce qui est largement supérieur à celle proposée initialement pour le système étendu. Le calcul de  $R$  (et donc de  $n$ ) présuppose dans ce cas une connaissance de la gamme d'indice des particules étudiées.

L'algorithme de base pour la mesure d'indice avec le système à deux modes peut être développé comme suit:

1. Calcul préalable du rapport de phase moyen  $\overline{R}$  et du facteur de conversion moyen du système SM:  $\overline{C_{SM}}$ , ceci à partir de la connaissance des paramètres optiques du système et de la gamme de taille et d'indice des particules.

2. Si  $\phi_P > 330^\circ$ , une petite particule a été détectée. Nous verrons que dans ce cas les mesures d'indice ne sont pas possibles. La taille de la particule peut être néanmoins calculée approximativement. Il suffit d'aller à l'étape 6, en posant  $n = 0$  et  $C_{SM} = \overline{C_{SM}}$ .
3. Après mesure de deux différences de phase, le calcul de  $n = INT\left(\frac{1}{2\pi} [\phi_P \overline{R} - \phi_{SM}]\right)$  peut être effectué.
4. Suit le calcul de  $\phi_{SM} \Rightarrow \phi_{SM} + n.2\pi$  et de  $R = \phi_{SM}/\phi_P$
5. Recherche de l'indice  $m$  correspondant à un rapport de phase mesuré  $R$  et recherche du facteur de conversion correspondant à cet indice:  $C_{SM}$ . Notons que ces inversions peuvent être faites à partir des expressions analytiques de l'Optique Géométrique (OG) ou dans des abaques calculés par TLM.
6. Calcul de la taille de la particule détectée  $D = (\phi_{SM} + n.2\pi)/C_{SM}$ .

### 9.1.2 Simulations préliminaires

Afin d'étudier le comportement du rapport  $R$  vis à vis de l'indice et de la taille des particules, la réponse du système, dont les paramètres optiques sont donnés par le tableau 9.1, a été simulée [15, 116]. Ces paramètres correspondent à ceux du système (II) (Annexe A, chapitre 1), auquel on a ajouté deux détecteurs.

Paramètres géométrie Plane		Paramètres géométrie Standard Modifiée	
$\lambda_P$	488 nm	$\lambda_S$	514.5 nm
$\alpha_P$	2.0454°	$\alpha_S$	2.0454°
Polarisation perpendiculaire		Polarisation parallèle	
Ouverture circulaire, $\Omega = 2.77^\circ$		Ouverture circulaire, $\Omega = 2.77^\circ$	
$\psi_m$	+30°	$\phi$	+30°
$\delta\psi_P$	±3.69°	$\psi_S$	±3.69°

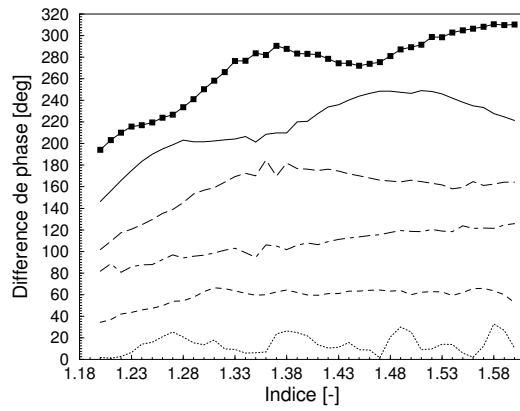
TAB. 9.1 - Paramètres optiques utilisés lors du premier test numérique de mesure d'indice avec le système à deux modes.

- La figure 9.2 présente l'évolution de la différence de phase en fonction de l'indice des particules, pour la géométrie Plane (a) et Standard Modifiée (b), le diamètre des particules intervenant en paramètre.

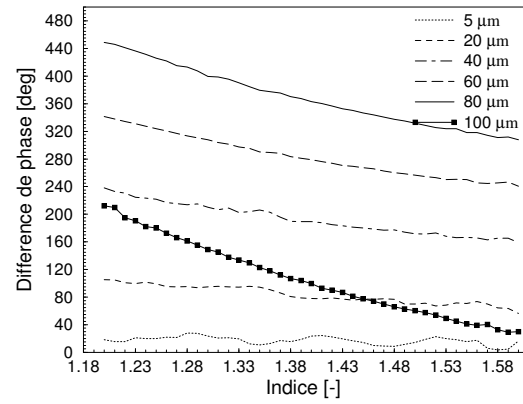
En (a) pour les plus petits diamètres ( $D < 20\mu m$ ), la phase est quasiment insensible à l'indice des particules. Cette remarque avait déjà été effectuée par [126]. Au fur et à mesure que la taille des particules augmente, la sensibilité de la phase à l'indice croît malgré certaines fluctuations. En (b), mêmes remarques pour les petites tailles. L'évolution de la phase avec l'indice est cependant beaucoup plus monotone que pour la géométrie Plane<sup>3</sup> (comportement particulier de cette géométrie, voir le chapitre 5).

- La figure 9.2 (c) présente l'évolution du rapport de phase  $R$  des deux systèmes. La courbe en trait épais correspond à la prédiction du rapport de phase par l'OG. La courbe avec symboles

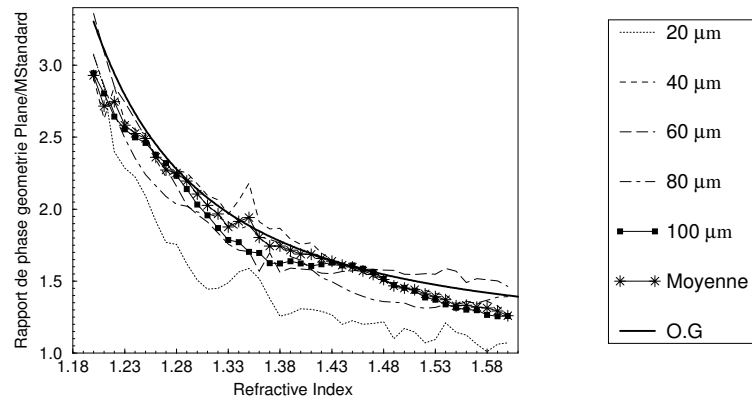
<sup>3</sup>Pour la particule de  $100\mu m$ , la phase a été ramenée dans la gamme  $0 - 360^\circ$ .



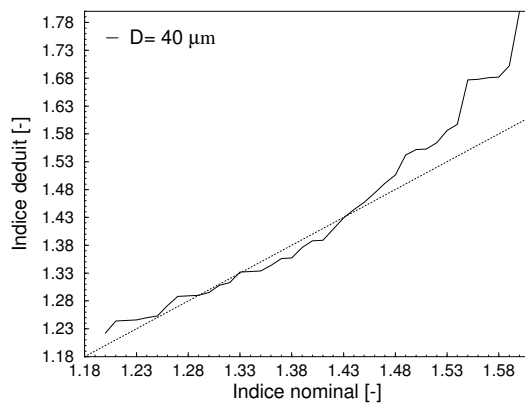
(a) Géométrie Plane



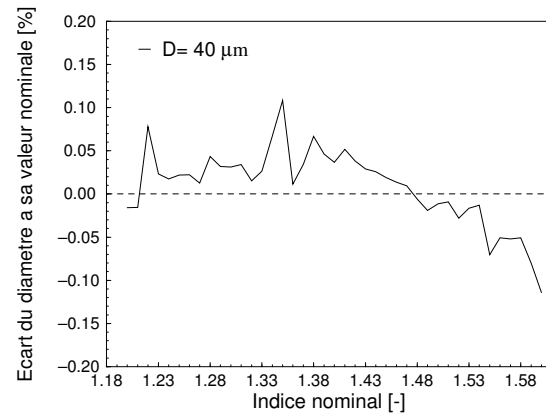
(b) Géométrie Standard Modifiée



(c) Rapport de phase Géométrie Standard Modifiée/Plane



(d) Indice déduit pour la particule de 40 μm



(e) Erreur relative sur le diamètre déduit pour la particule de 40 μm

FIG. 9.2 - Comportement de la géométrie à deux modes vis à vis de l'indice et de la taille des particules.

”étoilés” correspond à la moyenne des courbes d’évolution obtenues par TLM, tous diamètres confondus.

Pour les plus petites particules, de larges déviations à la courbe moyenne et à la courbe prévue par OG sont observées. Pour les autres, l’écart est plus faible, excepté pour les indices extrêmes  $\approx 1.18$  et  $1.6$ . Ceci peut s’expliquer par le fait que  $R$  a été calculé pour un angle de diffusion/hors-axe de  $30^\circ$ . Cet angle correspond à un optimum pour la collection de la réfraction de gouttes d’indice autour de  $1.33$ , mais pas pour des gouttes d’indice  $m = 1.2$ , par exemple, pour lesquelles la collection du signal réfracté est généralement faite autour de  $20 - 25^\circ$ .

- La figure 9.2 (d) montre pour la particule de  $40\mu m$ , la ”mesure” d’indice typique à laquelle on peut s’attendre avec le système à deux modes. L’inversion de l’indice a été faite à partir des prédictions de la TLM des figures 9.1 (a) et (b) et l’utilisation de la relation obtenue avec l’OG. La mesure d’indice est tout à fait acceptable pour les particules d’indice dans la gamme  $1.2 - 1.48$ , avec une très nette amélioration pour celles dont l’indice est autour de  $1.3 - 1.34$ . En revanche, pour les indices extrêmes tels que  $m > 1.48$ , la mesure d’indice devient très vite grossière (gamme d’indices trop importante).

- La figure 9.2 (e), montre pour la particule de  $40\mu m$ , la mesure de taille que l’on peut attendre lorsque l’indice de la particule détectée est inconnu.

La mesure de taille est faite à mieux que 10% sur la majeure partie de la gamme de tailles, soit à mieux que 4 microns près (cette incertitude correspond en fait à l’ordre de grandeur des erreurs courantes effectuées par un système phase Doppler classique).

Au terme de ces premières simulations nous concluons que la géométrie à Deux Modes a des potentialités réelles pour la mesure simultanée de vitesse, de taille et d’indice. Cependant, la résolution sur l’indice est limitée du fait des oscillations du rapport de phase avec l’indice et la taille des particules. Les expressions analytiques de l’OG (telle que nous l’utilisons ici) ne prédisent pas de tels comportements, ses prédictions sont donc maximales quant à la résolution sur l’indice de la technique.

## 9.2 Simulations liées au système commercial

Nous allons dans cette section évaluer la possibilité d’effectuer des mesures d’indice, avec le système à Deux Modes développé pour les mesures de tailles [12, 10, 13, 11]. Nous considérons ici le masque  $A^4$  pour une distance au point de mesure de  $400mm$ .

Pour ces paramètres, les relations phase-diamètre correspondant à des particules d’indice  $1.33$ ,  $1.41$ ,  $1.6$ , ont été calculées par TLM. L’inversion de celles-ci, à partir de l’OG, permet de simuler la méthode de mesure d’indice proposée et d’estimer sa résolution.

- La figure 9.3 montre les inversions obtenues, en (a) pour les particules d’indice  $m = 1.33$  et en (b) pour celles d’indice  $m = 1.41$ . Pour ces deux figures, en haut on trouve les résultats de

---

<sup>4</sup>voir le chapitre 6,

l'inversion de l'indice et en bas de la taille. Le rapport de phase moyen pris pour le calcul de  $n$  a été calculé pour  $m = 1.33$ .

Des oscillations très importantes existent pour les petites tailles, que ce soit pour l'indice ou la taille. Ce phénomène découle en partie des oscillations <sup>5</sup> de la courbe de calibration de la géométrie Plane. En dessous de  $\approx 50\mu m$ , les mesures d'indice sont très grossières, alors que les mesures de taille sont "acceptables".

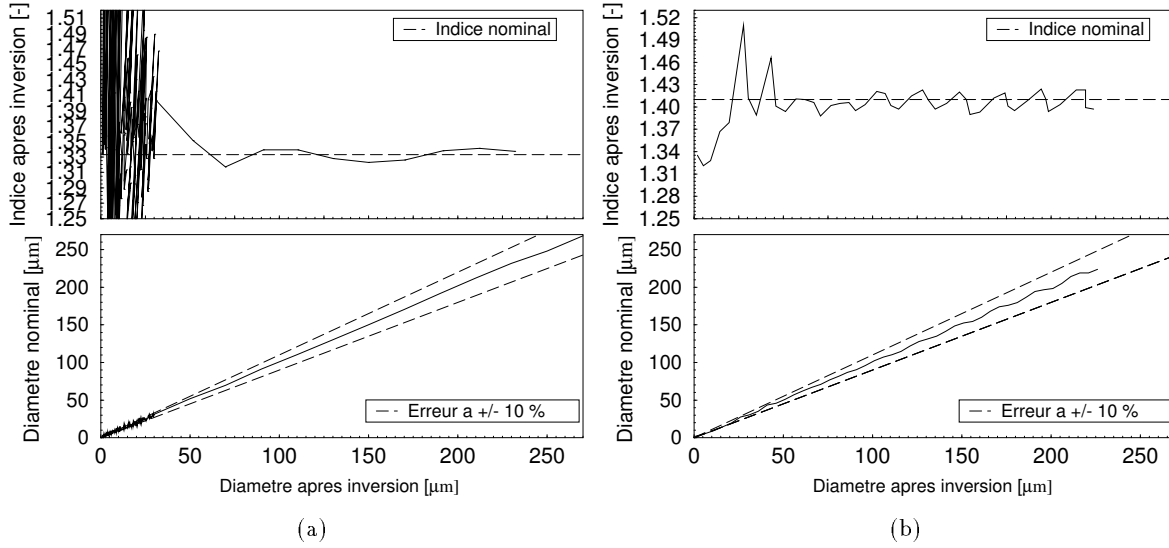


FIG. 9.3 - Inversion du rapport de phase, valeurs déduites pour l'indice et le diamètre.

- La figure 9.4 présente les histogrammes sur l'indice obtenu à partir des figures précédentes, pour les particules de tailles comprises entre 50 et  $225\mu m$ .

Les valeurs statistiques obtenues sont excellentes. Pour le premier indice, la valeur moyenne trouvée est de 1.33 avec un écart-type de la distribution de  $\pm 0.01$ . L'histogramme pour le deuxième indice est centré autour de 1.41 avec un écart type de  $\pm 0.01$ . Ces valeurs quantifient en quelque sorte la déviation entre les prédictions de la TLMG et celles du modèle basé sur l'OG.

- La figure 9.5(b) montre l'histogramme obtenu pour un indice de  $m = 1.6$  lorsque, comme dans les cas précédents, la valeur prise pour le calcul du rapport de phase moyen est de 1.33. La distribution sur l'indice, figure 9.5(b), est beaucoup plus large que dans les cas précédents. Ceci s'explique par l'importance de l'écart à la valeur attendue sur l'indice (qui est ici de 0.27) et par le fait que l'angle de diffusion de  $30^\circ$  n'est pas optimum pour la collection d'un processus de diffusion par réfraction avec  $m = 1.6$ .

Cette résolution est cependant suffisante pour pouvoir discerner une bille de latex ( $m = 1.6$ ), d'une goutte de décane ( $m = 1.41$ ) ou d'une goutte d'eau ( $m = 1.33$ ), et donc pour l'application de cette technique à la reconnaissance des particules dans les milieux diphasiques (suivi de la dispersion).

<sup>5</sup>Le pas de calcul sur le diamètre du cas (a) est plus fin, pour les petites particules, que dans le cas (b). Ceci explique les oscillations plus modérées observées dans le cas (b).

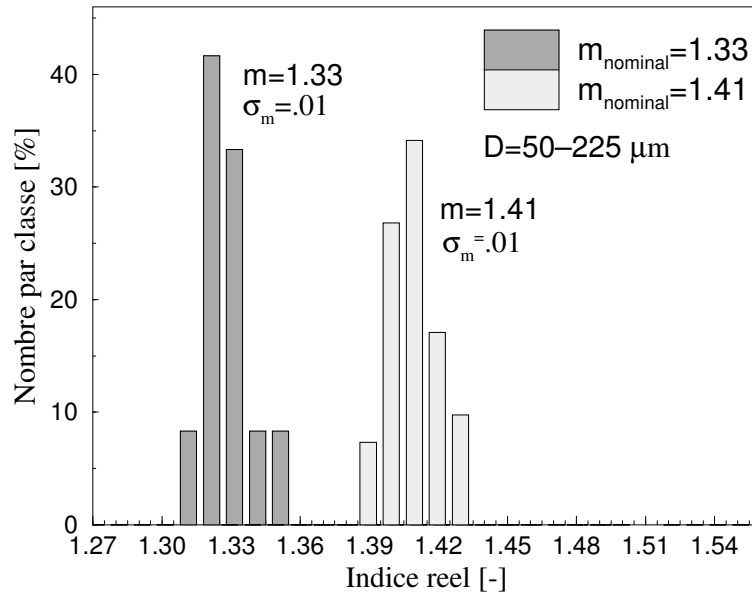


FIG. 9.4 - Histogrammes des valeurs inversées de l'indice pour les deux indices nominaux: 1.33 et 1.41 et une gamme de taille de 50 – 225  $\mu\text{m}$ .

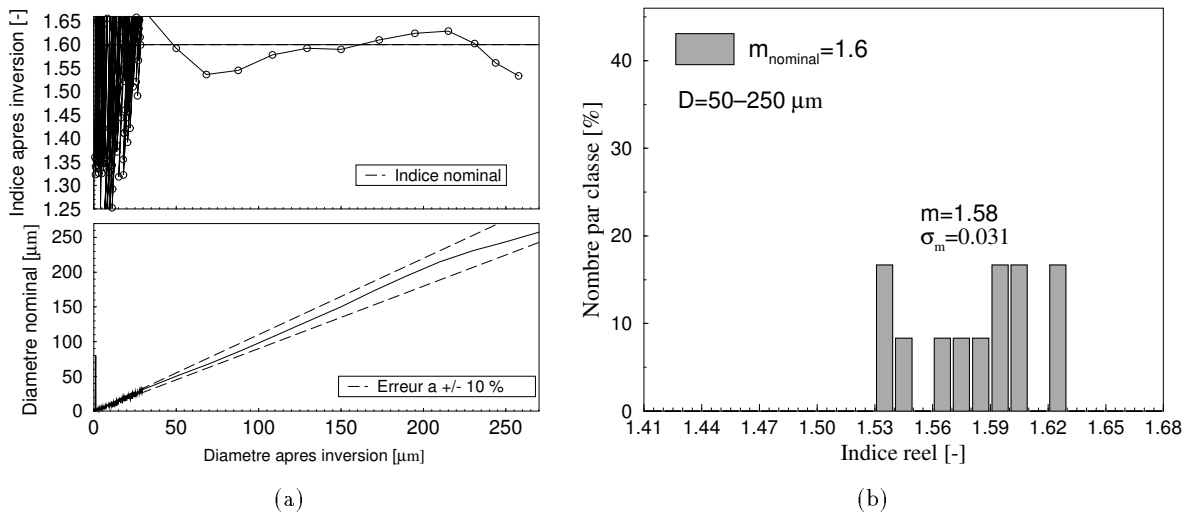


FIG. 9.5 - Histogrammes sur les valeurs d'indices inversées, cas limite de la technique.

### 9.3 Test sur l'interaction entre deux sprays

#### 9.3.1 Expérience et montage

##### But de l'expérience

Ce test expérimental sur la géométrie à deux modes avait deux objectifs:

- i) Doter le laboratoire d'un système à deux modes pour les mesures de tailles "classiques" (libre d'effets de trajectoire) ainsi que pour les mesures de tailles de fibres (chapitre 12).
- ii) Tester expérimentalement la mesure d'indice pour aller vers la l'étude de l'interaction entre deux sprays d'indices différents (phénomènes de coalescence),...

L'option choisie pour ce test a été de réaliser une expérience d'interaction entre deux spray: Eau et Ethanol et, en l'occurrence, d'observer en un point du spray global formé, l'évolution de la mesure d'indice (coalescence des gouttes) en fonction de leur taille et de leur vitesse.

Paramètres géométrie Plane		Paramètres géométrie SM	
$\lambda_P$	488 nm	$\lambda_S$	514.5 nm
$\alpha_P$	1.138°	$\alpha_S$	1.138°
Polarisation perpendiculaire		Polarisation parallèle	
Ouverture semi-circulaire		Ouverture semi-circulaire	
$\psi_m$	+30°	$\phi$	+30°
$\delta\psi_P$	±4.5°	$\psi_S$	±6.9°

TAB. 9.2 - Paramètres optiques du système à deux modes de l'expérience.

### Plan du système à deux modes

Le système à deux modes se particularise par son optique de réception. La figure 9.6 présente l'optique que j'ai développée au laboratoire, elle se compose de:

1. un masque optique permettant un "partage" du champ observé par les détecteurs des différents systèmes (Plan et SM). Ce masque, interchangeable, permet d'optimiser les paramètres optiques du système.
2. Une lentille de collection de 80mm de diamètre, distance focale: 310(ou 500)mm
3. Une lentille de focalisation de 80mm de diamètre et 160mm de focale.
4. Un filtrage spatial par fente optique 200 (ou 400) $\mu m$  commun aux quatre détecteurs,
5. Une lentille de collimation de 80mm de diamètre et 160mm de focale.
6. Quatre filtres interférentiels (deux à  $\lambda = 0.488\mu m$  et deux à  $0.5145\mu m$ ),
7. Quatre lentilles de focalisation de 25mm de diamètre et 60mm de focale. Celles-ci focalisent la lumière collectée sur les détecteurs individuels.
8. Quatre diodes photo-avalanche montées sur micro-bancs et munies de micro-déplacements individuels bidirectionnels.

Les paramètres optiques de ce système sont donnés dans le tableau 9.2. L'émission des faisceaux est faite par le système (I). Pour ce qui est du traitement des signaux:

1. Ils sont filtrés/amplifiés par les banques de filtres du système (II).
2. Ils sont numérisés par un oscilloscope numérique LECROY 9413L et transférés vers un PC par une carte IEEE.
3. Ils sont finalement traités par un logiciel développé en FORTRAN Lahey F77 et comportant un interfaçage graphique.

La dynamique sur les tailles mesurables sans ambiguïté est dans ces conditions de 0–240 $\mu m$ . La fente optique utilisée (200 $\mu m$ ) et la lentille de collection ( $f = 300mm$ ) assurent un volume optique de  $\approx 400\mu m$  de longueur. Le diamètre de la sonde est de 220 $\mu m$ .



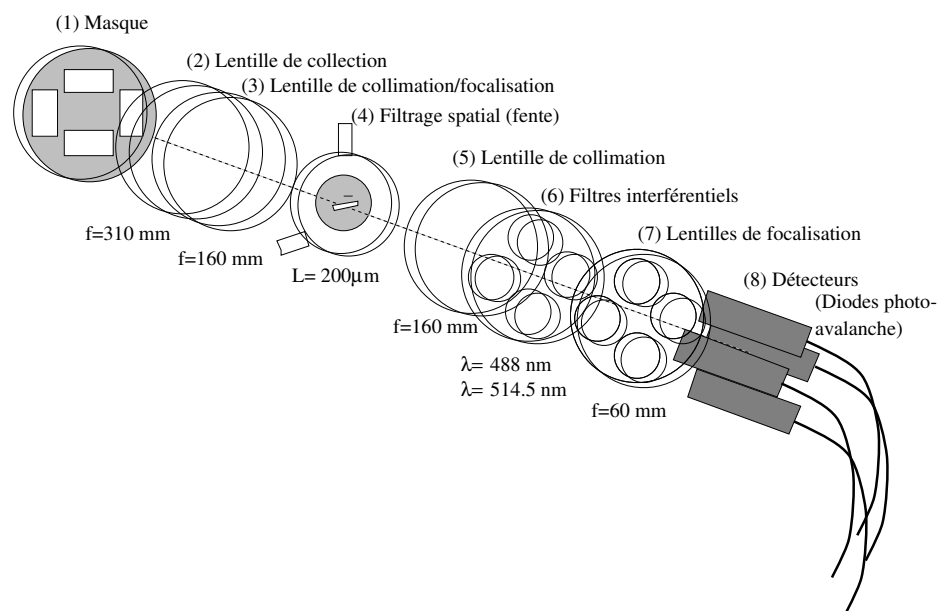


FIG. 9.6 - Schéma et photographie de l'optique de réception développée.

### Schéma de l'expérience

- La figure 9.7 présente le schéma de l'expérience réalisée pour le test.

La génération des deux sprays est effectuée à l'aide de deux injecteurs mécaniques à swirl de type pharmaceutique, cône plein (d'angle  $\approx 20^\circ$ ). Ils sont alimentés en liquides (débit retenu:  $1.7l/h$ ) par des cuves pressurisées par des bouteilles d'azote haute pression. Les injecteurs, d'axes parallèles et distants de  $3cm$ , sont montés sur bancs et peuvent être déplacés vis à vis de la localisation de la zone de mesure (située à  $30cm$  sous l'injection). Le système à deux modes est placé sur un support réglable en hauteur et en inclinaison. Il vise le volume de mesure.

#### 9.3.2 Résolution attendue avec ce système

Numériquement, on peut évaluer la résolution sur l'indice du système développé en simulant le biais engendré par une erreur systématique de la mesure de phase du système Plan ou SM. L'erreur de phase ainsi simulée peut être attribuée, de façon quelconque, à des signaux bruités, à la détermination de la phase, à la présence de plusieurs particules dans le volume de mesure, à des oscillations de la relation phase-diamètre (qui ne sont pas prises en compte par l'OG).

- Le tableau 9.3 rend compte de cette sensibilité à partir des prédictions de l'OG. Celui-ci donne l'écart-type à sa valeur théorique de l'indice déduit, en fonction d'une erreur systématique sur les phases<sup>6</sup>:  $\Delta\Phi_P$  et  $\Delta\Phi_{SM}$  allant de  $-20deg$  à  $20deg$ , pour des tailles de particules allant de 2 à  $220\mu m$ .

Lorsque l'erreur est nulle  $\Delta\Phi_P = \Delta\Phi_{SM} = 0$ , l'erreur sur l'indice est "nulle" ( $1.34 \cdot 10^{-6}$ ). En revanche, même pour des erreurs sur la phase "faibles..."<sup>7</sup>:  $5^\circ$ , l'écart type sur l'indice mesuré devient important (entre 0.029 et 0.054). Pour des erreurs de  $20^\circ$  et plus, l'erreur joue sur la première décimale de l'indice.

- La figure 9.8 présente l'évolution de l'erreur sur l'indice pour deux valeurs de l'erreur systématique sur la phase, en (a)  $\Delta\Phi_P = -5^\circ$  et  $\Delta\Phi_{SM} = 5^\circ$  et en (b)  $\Delta\Phi_P = +10^\circ$  et  $\Delta\Phi_{SM} = -10^\circ$ . Cette erreur est donnée en fonction de l'indice des particules et de leur diamètre. Elle est exprimée en pourcentage à la valeur théorique de l'indice. Pour un indice de 1.37 par exemple, une erreur de 5% correspond à une incertitude de  $\pm 0.07$  (2% à .027, 1% à .014, 0.4% à .005). Le rapport de phase intermédiaire, servant au calcul de  $n$ , a été calculé pour  $m = 1.37$  (le milieu de la gamme d'indice considérée:  $1.32 - 1.42$ ).

Ces deux figures montrent que l'erreur sur la mesure d'indice diminue avec l'augmentation de la taille des particules (l'erreur systématique devient en valeur relative plus faible). Pour les particules de tailles inférieures à  $\approx 30\mu m$ , l'erreur sur l'indice rend une mesure "correcte" peu probable (erreur systématique relative importante).

---

<sup>6</sup>  $\Phi_P \Rightarrow \Phi_P^{theorique} \pm \Delta\Phi_P$  et  $\Phi_{SM} \Rightarrow \Phi_{SM}^{theorique} \pm \Delta\Phi_{SM}$

<sup>7</sup> Remarquons qu'il est généralement admis que les processeurs de signaux des systèmes phase Doppler classiques engendrent des erreurs de l'ordre de  $\approx 5^\circ$ ...

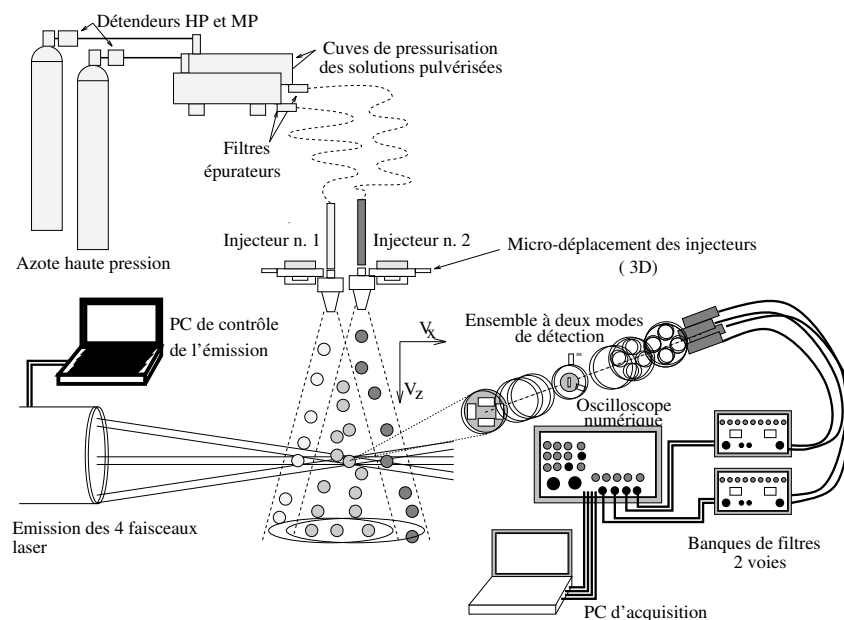


FIG. 9.7 - Plan et photographie de l'expérience réalisée pour le test de mesure d'indice par système à Deux Modes et l'étude de l'interaction de polydispersions d'indices différents.

$\Delta\Phi_P \setminus \Delta\Phi_{SM}$	$-20^\circ$	$-10^\circ$	$-5^\circ$	$0^\circ$	$+5^\circ$	$+10^\circ$	$+20^\circ$
$-20^\circ$	.104	-	-	-	-	-	0.113
$-10^\circ$	-	0.071	-	-	-	0.077	-
$-5^\circ$	-	-	0.029	-	0.036	-	-
$0^\circ$	-	-	-	1.34e-6	-	-	-
$+5^\circ$	-	-	0.029	-	0.054	-	-
$+10^\circ$	-	0.121	-	-	-	0.083	-
$+20^\circ$	0.144	-	-	-	-	-	0.108

TAB. 9.3 - Simulation à l'aide de l'optique géométrique de l'écart-type sur l'indice obtenu, par inversion du rapport de phase et pour différentes erreurs systématiques sur la phase attendue pour les géométries Standard Modifiée et Plane.

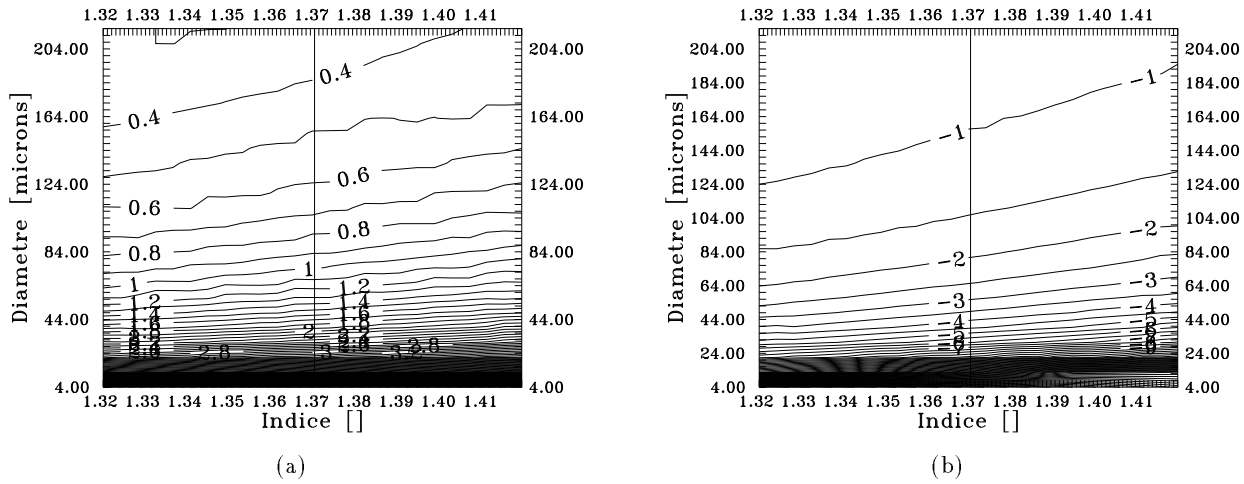


FIG. 9.8 - Erreur sur la mesure d'indice simulée à partir de l'optique géométrique. Cette erreur est exprimée en % de l'indice nominal théorique et est donnée en fonction de la taille des particules et de l'indice nominal. L'erreur systématique introduite sur la phase est de  $(\Delta\Phi_P, \Delta\Phi_P)=(-5^\circ, +5^\circ)$  dans la figure (a) et  $(\Delta\Phi_P, \Delta\Phi_P)=(-10^\circ, +10^\circ)$  dans la figure (b).

De plus, pour ces tailles, les oscillations du rapport de phase ne peuvent qu'augmenter cette erreur. Dans la gamme de taille et d'indice considérées dans ces figures, l'erreur évolue de manière continue. Il n'y a donc pas d'erreur de  $2\pi$  (le choix d'un rapport de phase moyen ne conduit donc à aucune erreur).

L'erreur croît légèrement avec l'indice. Cela est dû à la diminution du facteur de conversion avec l'indice, qui augmente l'erreur systématique relative sur la phase.

### 9.3.3 Résultats expérimentaux préliminaires et discussion

Les tests expérimentaux *préliminaires* de mesure d'indice et de coalescence ont été effectués avec quatre solutions différentes: l'eau, une solution d'éthanol, une solution de glycérine et une solution de glucose. L'évolution de l'indice des trois dernières solutions avec leur concentration

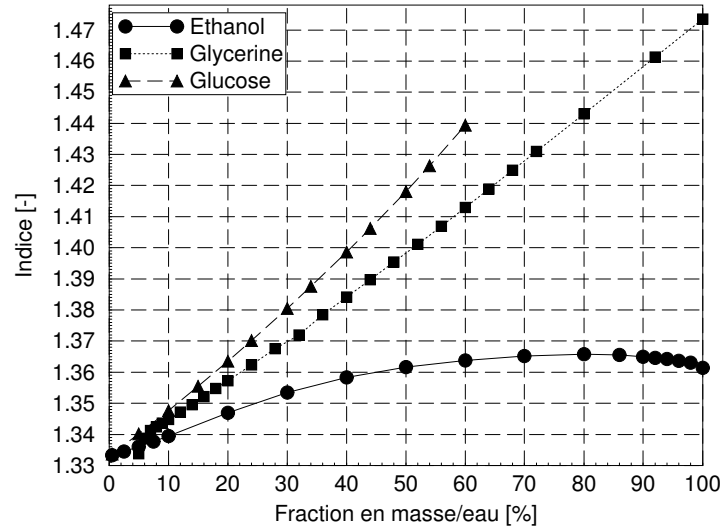


FIG. 9.9 - Evolution de l'indice de solutions d'éthanol, de glycérine, de glucose en fonction de leur concentration massique en eau.

massique en eau est donnée [136] par la figure 9.9.

• L'évolution de l'indice de la glycérine et du glucose avec leur dilution à l'eau est monotone, alors que pour l'éthanol la biunivocité est perdue pour des concentrations en éthanol supérieures à 70%. L'indice des deux premières solutions est très supérieur à celui de l'éthanol et de l'eau. Les couples eau/glycérine et eau/glucose semblent donc les mieux indiqués pour discerner des gouttes par leur indice lors de l'interaction de deux sprays.

Cependant, leurs viscosités les rendent difficiles à pulvériser (*au moins avec notre matériel*). De plus, les quelques résultats obtenus avec ces solutions étaient difficilement interprétables. Il m'a semblé que les gouttes produites avec ces solutions n'étaient pas homogènes lors de l'injection. Ces problèmes n'ayant pu être résolus lors de ces tests *de faisabilité*, les résultats présentés ici sont uniquement liés au couple eau/éthanol. Pour assurer une biunivocité de la relation indice/concentration en eau de la solution d'éthanol, une solution de concentration initiale en éthanol de 62% a été utilisée. L'indice mesuré est de ce fait directement proportionnel au taux de mélange des gouttes.

Avant de présenter les résultats liés aux sprays, la figure 9.10 présente la distribution d'indice typique obtenue pour des gouttes monodispersées d'éthanol. La taille nominale des gouttes est de l'ordre de  $200\mu m$ .

La distribution est centrée sur la valeur obtenue par réfractométrie en cuve:  $m = 1.364$ . Sa largeur à mi-hauteur est proche de  $\pm 0.01$  soit une incertitude de  $\approx \pm 1\%$  sur l'indice. La largeur totale de la distribution est de  $\pm 0.015$ . Ce type de résolution permet de discerner totalement des gouttes d'eau (1.33) et d'éthanol (1.364)<sup>8</sup>.

- Les figures 9.11 *a*), *(b)*, *(c)* présentent les résultats des mesures corrélées taille-indice

<sup>8</sup>Cette erreur correspond d'après le tableau 9.3 à une erreur systématique sur la phase des deux systèmes de l'ordre de 2 à 3°.

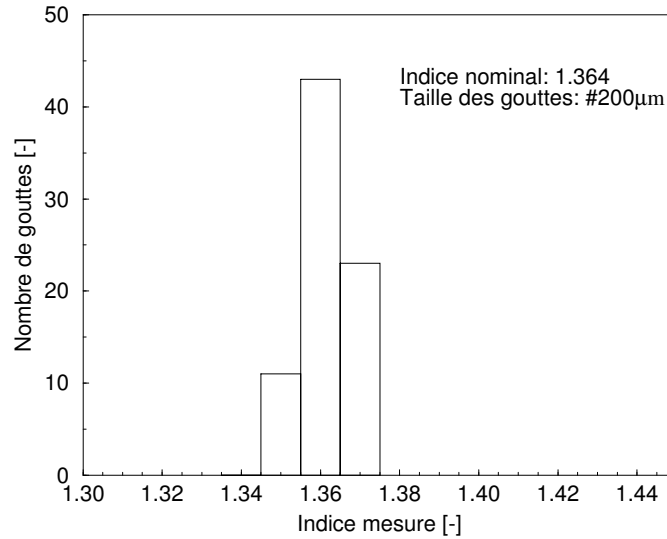


FIG. 9.10 - *Distribution de l'indice mesuré pour des gouttes d'alcool monodispersées.*

obtenues pour les sprays.

Dans la figure 9.11 (a), la distribution des mesures corrélées taille-indice est donnée pour le spray d'eau fonctionnant seul. En (b), le même type de distribution est donné pour le spray "d'éthanol" fonctionnant seul. En (c), la distribution taille-indice est donnée lorsque les sprays fonctionnent simultanément. En (d) les distributions d'indice sont données indépendamment de la taille des gouttes. Le seuil de rapport signal sur bruit retenu a conduit pour la figure 9.11(d) à un taux d'acceptation des particules détectées de 30% au lieu de 45% dans les cas (a), (b), (c). Chaque graphe correspond à plus de 1000 échantillons validés.

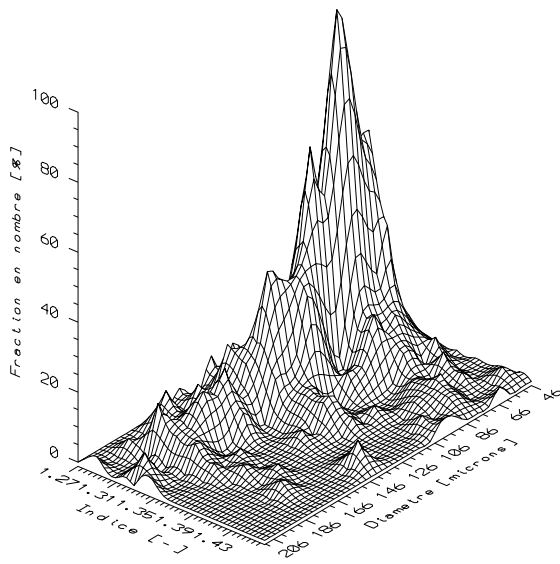
### Sprays individuels

La forme globale des distributions suivant les tailles est "classique" pour ce type de sprays et pour ces conditions. Les particules les plus nombreuses, pour les sprays d'eau et d'éthanol, figures 9.11 (a) et (b), ont une taille autour de  $\approx 70\mu m$  (voir également les figures 9.12 (a) et (b)).

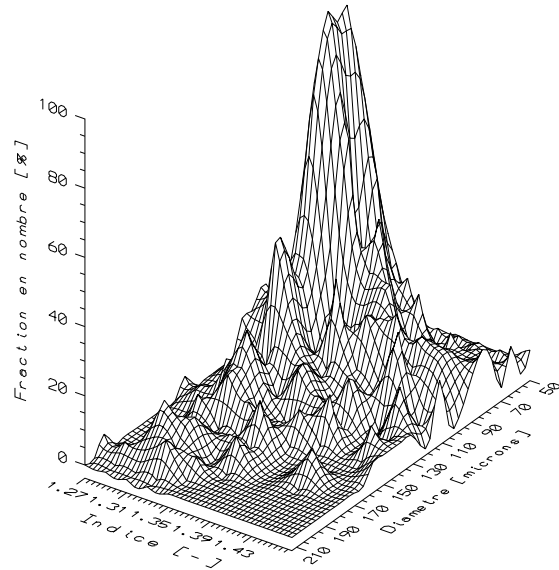
L'absence de gouttes de petites tailles ( $< 40\mu m$ ) peut s'expliquer par le fait que le taux de bruit des signaux<sup>9</sup> a nécessité l'utilisation d'un niveau de déclenchement élevé pour la détection des gouttes. De ce fait, la probabilité de détecter les petites gouttes ( $< 40\mu m$ ) est quasi-nulle.

Les distributions en nombre (normalisées par la classe la plus nombreuse) montrent un élargissement non négligeable vis à vis de l'indice. Ceci indique, pour le spray d'eau fonctionnant seul et pour le spray d'éthanol fonctionnant seul, figures 9.11 (a) et (b), l'ordre de grandeur de la résolution de la technique dans des conditions réelles d'utilisation.

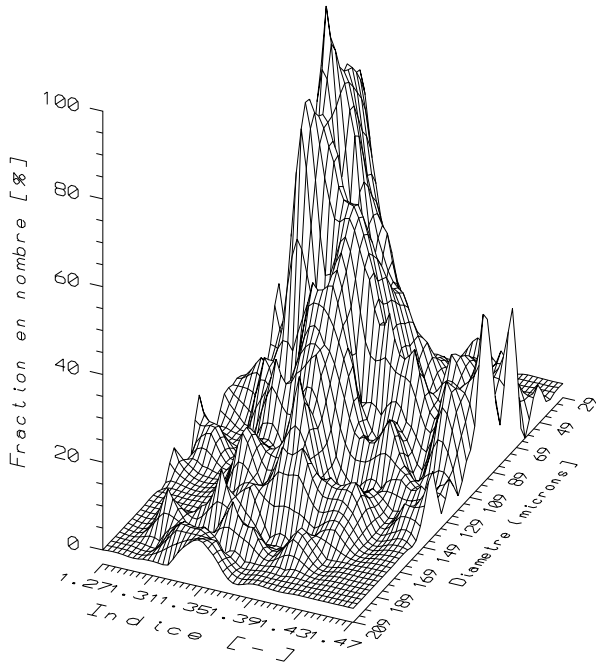
<sup>9</sup>Le bruit anormalement élevé des signaux issus de la sonde bleue (Plane) a certainement conduit à un élargissement important de la déviation sur les mesures d'indice. Cependant, cet effet inhérent au matériel à notre disposition pour cette expérience n'est pas à prendre en compte dans les limites de cette technique de mesure d'indice.



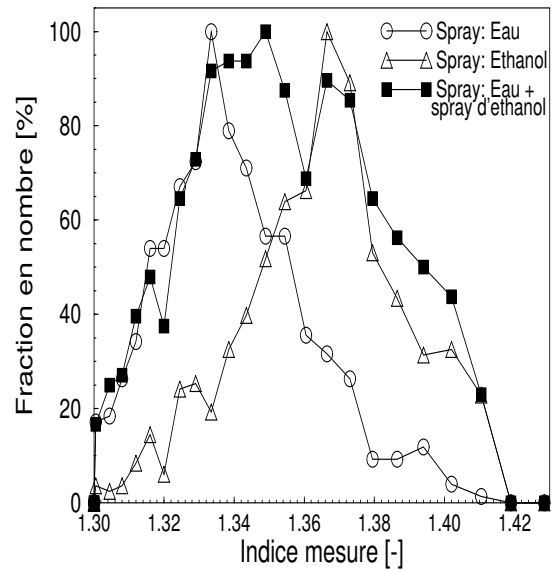
(a) Spray d'eau



(b) Spray d'éthanol



(c) Spray d'eau et spray d'éthanol



(d) Distributions globales de l'indice mesuré

FIG. 9.11 - *Distribution indice-diamètre mesurée en un point de la polydispersion lorsque fonctionne (a) le spray d'eau, (b) le spray d'éthanol et (c) les deux sprays simultanément. En (d), la distribution sur l'indice est donnée pour les trois cas, toutes tailles de gouttes confondues. Le seuil de rapport signal sur bruit pris pour le cas (d) conduisait à une acceptation des particules détectées de 30% au lieu de 45% dans les cas (a), (b), (c).*

Pour le cas de l'eau par exemple, malgré certaines irrégularités, la résolution augmente avec la taille des gouttes (ce que nous avons prévu à partir de la figure 9.8). A diamètre de gouttes égal, cet élargissement est plus important dans le cas de l'éthanol que pour l'eau. Une explication de ce phénomène pourrait résider dans la moins bonne sphéricité des gouttes d'éthanol, la tension superficielle de l'éthanol étant plus faible que celle de l'eau ( $\sigma_{eau} = 73.5mN/m$ ,  $\sigma_{ethanol100\%} = 24.05mN/m$ ), voir le chapitre 12.

La figure 9.11 (d) montre que la largeur à mi-hauteur des distributions d'indice est, pour l'eau et l'éthanol, de l'ordre de  $\pm 0.023$ . La distinction à mi-hauteur des deux solutions est claire et les valeurs moyennes pour l'indice sont très proches des valeurs attendues. Le léger décalage de l'indice mesuré pour l'éthanol vient d'une légère incertitude dans la connaissance de certains paramètres optiques du montage (la mesure d'indice est très sensible à cet effet).

### Sprays fonctionnant simultanément

La figure 9.11 (c) montre la distribution corrélée taille-indice obtenue lorsque les deux sprays fonctionnent simultanément.

La distribution d'indice est aussi beaucoup plus large que dans les cas précédents. La figure 9.11(d) montre que la position du maximum de la distribution est intermédiaire par rapport aux cas précédents. La distribution d'indice présente grossièrement deux maxima, l'un autour de  $m = 1.33 - 1.35$  et l'autre autour de  $1.36 - 1.374$ . Ils sont séparés par une brusque décroissance de la fraction en nombre. Le deuxième maximum correspond à l'indice nominal de la solution d'éthanol. Le premier maximum, correspond à une solution intermédiaire entre l'eau et l'éthanol. Dans la zone étudiée de la pulvérisation produite par les deux sprays étudiée, *notre système indique l'existence d'un phénomène de coalescence significatif*. On peut remarquer que le pic localisé en  $m \approx 1.35$  (figure 9.11 (d)) correspond, d'après la figure 9.9, à un mélange moyen comportant 25% d'éthanol en masse. Les figures 9.12 (a) et (b) montrent que les distributions de tailles sont très semblables pour les sprays d'eau et d'éthanol: même valeur moyenne des tailles et même allure. La collision d'une goutte d'eau et d'une goutte d'éthanol (62%) de même masse (voir la figure 9.15) peut conduire par coalescence à une goutte de concentration finale en éthanol de 31%. Cette valeur n'est pas très éloignée de la concentration finale la plus probable déterminée à partir de la figure 9.11(d).

- Les figures 9.13 et 9.14 présentent les corrélations taille-vitesse obtenues pour les trois sprays: (a) pour l'eau, (b) pour l'éthanol, (c) pour l'eau plus l'éthanol. Remarquons qu'alors que le seuil du rapport signal sur bruit pris pour les histogrammes de la figure 9.12 est identique à celui de la figure 9.11(d), celui des figures 9.13 et 9.14 correspond à celui utilisé pour les figures 9.11 (a), (b), (c).

- La figure 9.13 donne la corrélation pour la composante de vitesse axiale ( $V_Z$ ).

Pour les trois solutions, la corrélation est de même forme. Les particules voient leur vitesse augmenter avec leur taille. Les plus petites gouttes ont une vitesse uniforme parce qu'elles sont entraînées/ralenties par la phase gazeuse (air environnant le nuage de gouttes qui est aspiré par la polydispersion). Les plus grosses gouttes, du fait de leur inertie, conservent une vitesse propre plus importante que celle de la phase gazeuse [83, 61].

*L'absence d'inversion de la corrélation taille-vitesse avec les grosses tailles de gouttes ( $2\omega_0 = 220\mu m$ ) indique que les mesures sont libres d'effets de trajectoire* (voir le chapitre 2).



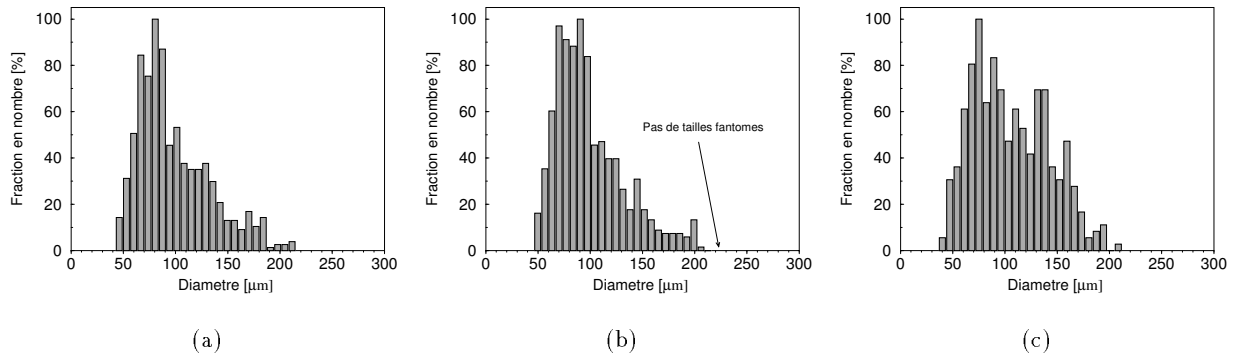


FIG. 9.12 - Histogrammes de taille globaux obtenus pour les trois sprays. Remarquons l'absence de tailles "fantômes" et donc d'Effets de Trajectoire pour les grandes tailles de gouttes. La taille du volume de mesure est de  $2\omega_0 = 220\mu\text{m}$ .

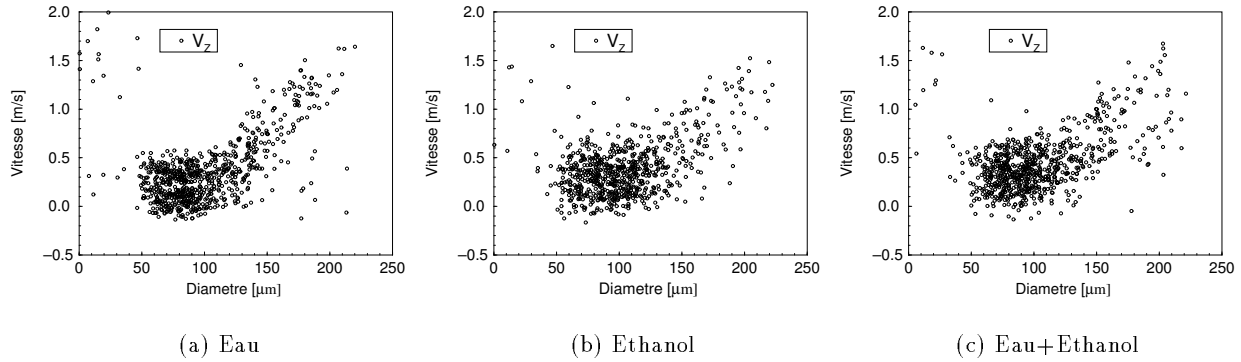


FIG. 9.13 - Corrélations taille-vitesse pour les trois sprays. La vitesse est la vitesse axiale  $V_z$ .

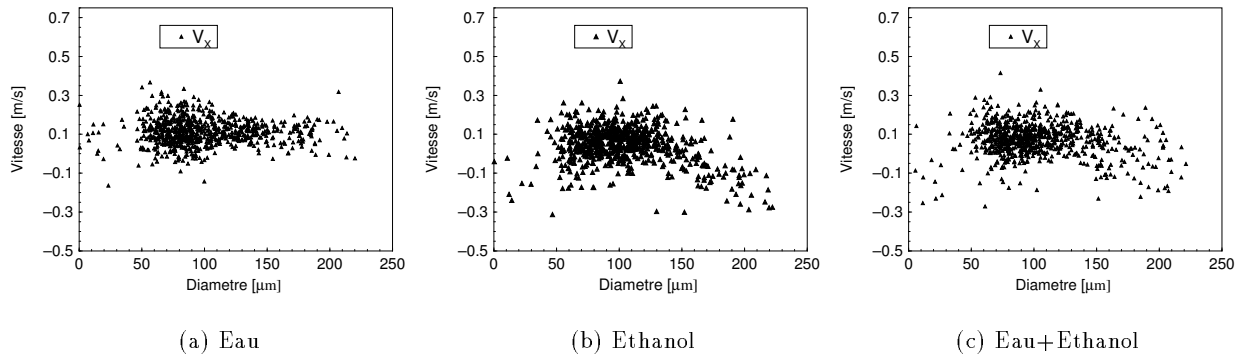


FIG. 9.14 - Corrélations taille-vitesse pour les trois sprays. La vitesse est la vitesse transverse  $V_x$ . Les gouttes d'éthanol ont au point de mesure une composante transverse non-nulle, contrairement aux gouttes d'eau.

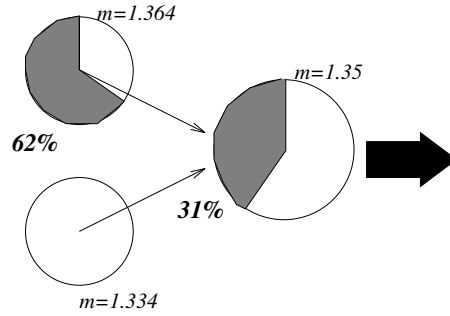


FIG. 9.15 - La coalescence de deux gouttes de même masse, composées pour l'une d'eau et pour l'autre d'éthanol (62%) et d'eau, peut donner une goutte de taille supérieure et contenant 31% d'éthanol en masse. Une mesure de l'indice de chaque goutte permet de les différencier.

• La figure 9.14 présente la corrélation taille-vitesse pour la composante transverse de vitesse ( $V_X$ ). Cette composante est orientée positivement du spray d'eau vers le spray d'éthanol. La valeur absolue de cette composante de vitesse est plus faible par rapport au cas précédent et ceci pour les trois sprays. Pour l'eau, la corrélation et la vitesse moyenne sont quasi-nulles. Pour l'éthanol, une corrélation existe: la vitesse est nulle pour les gouttes petites et moyennes, puis légèrement négative pour les grosses gouttes ( $D > 120\mu m$ ). Ceci indique qu'au point de mesure le spray d'éthanol "contamine" davantage (par sa vitesse transverse) le spray d'eau et donc facilite la coalescence à faible concentration en éthanol et ainsi, la mesure d'indices plus proches de celui de l'eau que de l'éthanol. Remarquons que cette explication est en accord avec le fait que, dans la figure 9.11(d), la distribution d'indice finale montre un maximum composé d'un plateau autour de la valeur de l'indice de l'eau (contamination des gouttes d'eau par l'éthanol).

Remarquons par ailleurs que, les distributions obtenues sont corrélées en taille et en vitesse. On peut donc obtenir à partir des données de l'expérience des distributions d'indice ( $\approx$  taux de mélange) par classe de taille et/ou classe de vitesse.

## 9.4 Conclusion et perspectives

Dans ce chapitre, le principe d'une nouvelle voie pour étendre l'Anémométrie Phase Doppler à la mesure d'indice a été introduit. Des simulations numériques, basées sur la théorie de Lorenz-Mie et l'optique géométrique, ont ensuite été présentées, montrant la validité de la méthode proposée ainsi que sa résolution et ses limites.

Un test expérimental a montré les potentialités de cette technique à l'occasion de son application à l'étude des phénomènes de coalescence de gouttes produites par deux sprays (d'eau et d'éthanol). La résolution de la technique conduit à une résolution à mi-hauteur des distributions d'indice, et semble d'ores et déjà suffisante pour interpréter certains phénomènes physiques mis en jeu.

Les limites de la technique, sont essentiellement liées à la technique Phase Doppler elle-même, de par la sensibilité modérée de la phase vis à vis de l'indice des particules ou de l'incertitude sur les mesures de phase. Certaines améliorations de la résolution sur l'indice (liées ou non à la

méthode) pourront cependant être apportées dans le futur, notamment sur:

- *L'amélioration de la qualité de la sonde optique,*
- L'amélioration du système d'acquisition-détection des signaux phase Doppler,
- L'optimisation des paramètres optiques au vu de la gamme d'indice et de taille,
- L'utilisation d'autres couples de solutions,

## **Troisième partie**

# **Extension de l'APD à la mesure des particules non-homogènes, non-sphériques**



Dans l'étude des milieux diphasiques, de nombreux rapports ou suppositions ont été faits sur l'existence de particules sphériques dont l'inhomogénéité du "matériau" respecte la symétrie des particules, figure 0.16: (a) céosphères [137, 138], gouttelettes formées par condensation autour d'un noyau [139]; (b) gouttelettes subissant un choc thermique ou en phase d'évaporation. Le diagnostic de ce type de particules, susceptibles d'être rencontrées dans des milieux aussi variés que la Combustion ou la Biologie (cellules biologiques) (c) est de ce fait de première importance, que ce soit par des méthodes optiques basées sur l'Anémométrie Phase Doppler (APD) ou non.

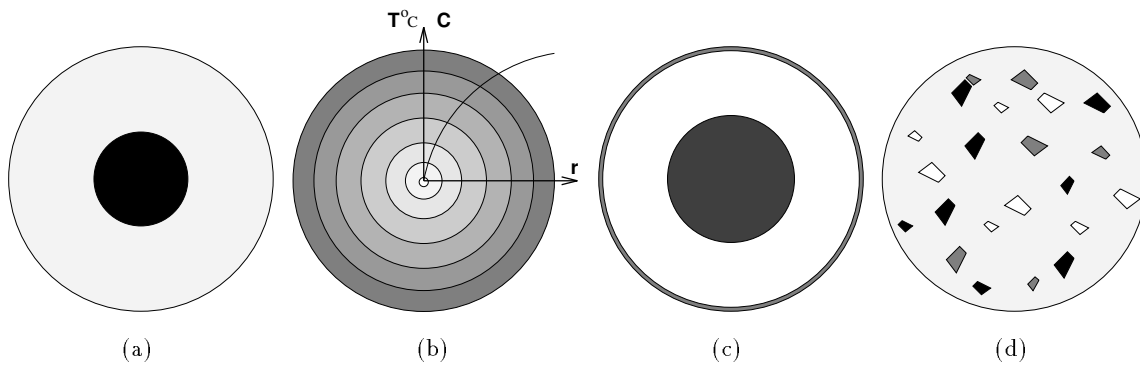


FIG. 0.16 - Exemples de particules inhomogènes: a) céosphères, ... b) sphère à gradient d'indice c) cellule biologique d) particule hétérogène.

Une étape fondamentale, pour le développement de méthodes de diagnostic optique des particules multicouches, consiste dans la modélisation de l'interaction faisceau fini/particule multicouches. Cette théorie n'existant pas, j'ai relié la théorie pour un éclairage plan avec ce type de particules avec la théorie de Lorenz Mie généralisée (particule homogène éclairée par un faisceau fini). Ceci a conduit à l'extension de la TLMG au cas de la diffusion d'une *sphère "stratifiée" ou "multicouches"* [19, 20, 24].

Une synthèse de ce travail théorique est présentée par le premier chapitre de cette partie, le chapitre 10. Celui-ci comprend également une discussion sur les problèmes numériques propres au calcul des propriétés de ce type de particules, ainsi que quelques exemples de résultats de calculs rendus possibles par les programmes de TLMG étendus à ce type de particule: diagrammes de diffusion [21], pression de radiation,...

Le chapitre 11 expose les premières applications numériques et expérimentales de ce travail théorique à l'Anémométrie phase Doppler. Ces applications concernent principalement des problèmes liés à la combustion, tels que la détection des particules à noyau et l'étude de l'influence d'un

profil d'indice (profil de température, de concentration,...) sur la réponse d'un système phase Doppler classique [24]. Des applications de ce travail liées à la méthode de l'angle d'arc en ciel, sont également présentées dans l'introduction de la deuxième partie de ce manuscrit.

Les particules dont l'inhomogénéité respecte la symétrie sphérique n'est bien sûr pas la panacée dans la nature. L'inhomogénéité est en fait le plus souvent de type hétérogène, figure 0.16(d), un certain nombre de travaux théoriques sont d'ailleurs effectués pour modéliser leurs propriétés optiques [140, 141, 142, 143, 144]. Les applications liées à ce type de particules sont en fait considérables (dépôt de matière par évaporation d'une pulvérisation liquide/solide, formation de précipités dans des gouttes en vol, procédés de séchage...) [125, 145, 146, 147]. Une donnée fondamentale pour ces types d'applications est la granulométrie des particules mais aussi, dans le cas de particules liquides hétérogènes, leur concentration en particules solides [18].

La troisième section du chapitre 11, expose les solutions expérimentales que j'ai pu proposer [18] pour permettre d'étendre l'APD à la mesure de taille de ce type de particules (dans de meilleures conditions que les méthodes classiques utilisées). La possibilité d'évaluer la concentration des particules en suspension, présentes dans des gouttes liquides, est abordée.

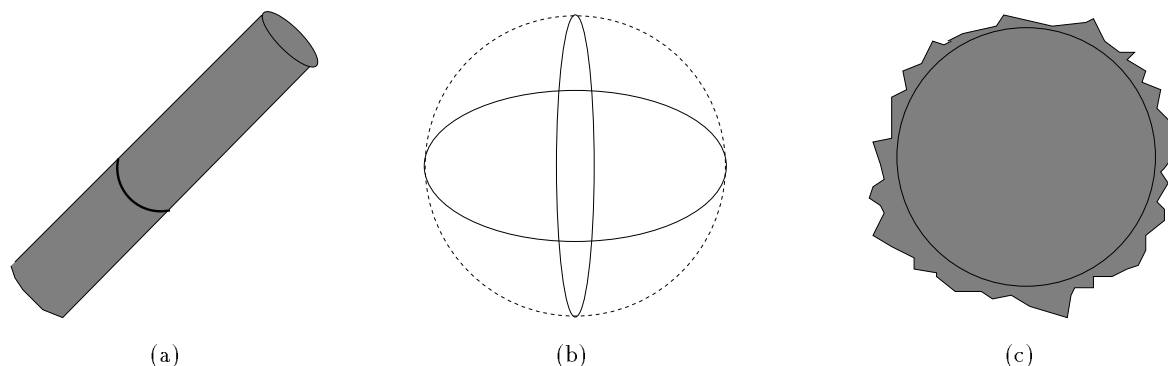


FIG. 0.17 - *Exemples de particules non-sphériques a) fibre (cylindre infini) b) sphéroïdes (oblates/problates) c) particule de surface irrégulière.*

La sphère constitue un bon modèle pour nombre de particules rencontrées dans les milieux diphasiques. Ce n'est cependant, dans certains cas, qu'un modèle grossier qui ne se justifie que par sa simplicité. Ce modèle est/ou peut devenir grossier pour deux types de raisons,

1. Un critère dynamique déforme la particule de sa forme originalement sphérique (bulles de diamètres croissant, gouttes liquides soumises à des contraintes aérodynamiques importantes,...); ou bien la particule, sans être à l'origine sphérique, conserve certaines "caractéristiques" de la sphère (symétrie de révolution, surface de courbure strictement positive,...).
2. La particule est à l'origine de forme très différente d'une sphère, (assimilation d'une suie, d'un cristal... à une sphère,

Le troisième chapitre de cette partie (chapitre 12), aborde trois types de particules non-sphériques, voir la figure 0.17: les fibres (cylindre infini), les particules ovoïdes (oblates/problates) et les particules irrégulières.

## Chapitre 10

# Théorie de la diffusion de la sphère multicouches

### 10.1 Introduction et géométrie du modèle

Afin de comprendre certains phénomènes naturels comme les transferts d'énergie dans l'atmosphère terrestre, dus à l'absorption/diffusion du rayonnement solaire par les particules solides<sup>1</sup> entourées d'une pellicule d'eau, ou bien la propagation des ondes radio dans la haute atmosphère,... la dérivation des propriétés optiques des sphères stratifiées et particulièrement des sphères à deux couches ou à "cœur", a fait depuis près d'un demi-siècle l'objet de nombreuses recherches.

Le premier travail concernant la diffusion de la lumière par une sphère à deux couches a été publié par Aden et Kerker [148]. La motivation de ceux-ci était à l'époque de modéliser un autre phénomène atmosphérique qu'est la diffusion des ondes radar par les nuages constitués de gouttes d'eau microniques plus ou moins givrées. A partir de ce travail, différents auteurs ont travaillé sur l'amélioration de ce modèle [149, 150, 70] (principalement pour augmenter la robustesse des algorithmes de calculs [149, 150, 151]) et son application [152, 70]. Il aura fallu attendre les travaux de Wiscombe [153] en 1980, et Toon et Ackermann en 1981, pour obtenir les premiers résultats numériques intensifs, grâce à leur algorithme de calcul mais aussi au développement de l'informatique. Bohren [71] donne un programme de calcul des coefficients de diffusion d'une sphère à deux couches.

Bhandari [154] a reformulé le modèle de la sphère multicouches en 1985, en exploitant des relations de symétrie pour le calcul des déterminants de la matrice des coefficients internes de diffusion. Ce travail repris par Kai et al [155, 156] donne d'excellents résultats selon ces auteurs, pour les petites particules. Parallèlement au travail de Bhandari, Wu et Wang [157] ont développé un modèle original pour le calcul des coefficients externes de diffusion de la sphère stratifiée. Ces modèles sont cependant limités par les paramètres de tailles calculables, le nombre de couches ainsi que l'hypothèse, liée à la Théorie de Lorenz-Mie (TLM), d'un éclairement uniforme des particules.

---

<sup>1</sup>Poussières d'origine volcanique, par exemple,



On conçoit que pour les applications atmosphériques <sup>2</sup>, cette hypothèse d'un éclairage uniforme des particules soit réalisée avec une excellente précision. Néanmoins, pour des applications en granulométrie optique telles que celles citées dans l'introduction de cette partie, cette approximation ne peut être toujours vérifiée. Et nous avons vu, dans le chapitre sur les effets de trajectoire, quelle pouvait être l'importance des biais engendré par ces effets sur les mesures. Très récemment Khaled et al [158] ont publié un travail sur la diffusion de la lumière par une sphère à coeur éclairée par un spectre angulaire d'ondes planes décrivant un profil gaussien. Cette approche qui utilise directement les résultats établis en onde plane pour la sphère stratifiée est, pour ce que nous en savons [159], très limitée par les temps de calcul prohibitifs qu'elle implique pour la description du faisceau incident.

Aussi, l'objet du premier chapitre de cette partie est de présenter le travail analytique [19, 20], accompagné de certains résultats numériques [21], que j'ai effectué pour étendre la théorie de Lorenz Mie généralisée au modèle de la sphère stratifiée. La géométrie du problème est schématisée par la figure 10.1, où le système de coordonnées sphériques  $(r, \theta, \phi)$  utilisé est introduit.

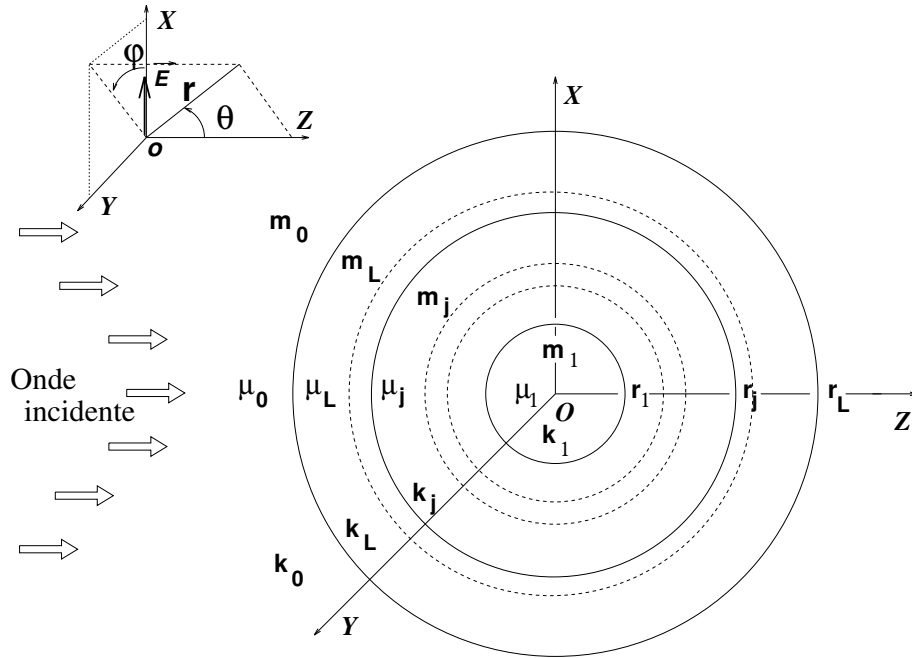


FIG. 10.1 - Géométrie du modèle de la sphère stratifiée

La sphère stratifiée est divisée en  $L$  couches concentriques depuis  $j = 1$  pour le coeur jusqu'à  $j = L$  pour la couche la plus externe. La  $j$ ème couche a un rayon extérieur  $r_j$ . Son matériau est caractérisé par sa perméabilité magnétique  $\mu_j$  et son indice complexe reliés à sa permittivité électrique  $\epsilon_j$ , ainsi qu'à un nombre d'onde local  $k_j$ . Le milieu extérieur supposé transparent (non- absorbant à la longueur d'onde considérée) est identifié par l'indice 0. Le faisceau incident

<sup>2</sup>Mesures depuis le sol,

est décrit par des coefficients de formes qui sont propres à la TLMG et qui sont introduits dans la section 2.

Le plan de ce chapitre est le suivant. La section 2 introduit le formalisme des potentiels scalaires de Bromwich, la section 3 particularise les expressions introduites et donne les expressions des différents champs. La section 4 correspond à l'écriture des conditions limites propres à la géométrie du modèle de la sphère stratifiée. A partir de ces expressions, la section 5 décrit la méthode de résolution du système d'inconnues, et les relations de récurrence donnant les coefficients de diffusion externes et internes sont explicitées. La section 6 correspond à une reformulation des relations de récurrence des coefficients de diffusion externes compatible avec leur calcul numérique. La section 7 présente quelques résultats numériques sur le calcul de diagrammes de diffusion et de pression de radiation. Les simulations liées à l'APD sont regroupées dans le chapitre 11. La dernière section est une conclusion avec perspectives.

## 10.2 Formalisme de la TLMG

### 10.2.1 Expression du Potentiel Scalaire de Bromwich (PSB) en coordonnées sphériques et solutions

Le faisceau incident sur la particule considérée est supposé monochromatique et linéairement polarisé, variant dans le temps suivant  $e^{i\omega t}$ ,  $\omega$  étant sa pulsation.

La formulation de Bromwich permet d'obtenir des solutions particulières des équations de Maxwell dans le système de coordonnées sphériques  $(r, \theta, \varphi)$ . La solution générale des équations de Maxwell est écrite comme la somme de solutions particulières avec la condition que les conditions limites soient respectées. Ces solutions particulières correspondent au champ Transverse Magnétique (TM), pour lequel  $H_r = 0$ , et au champ Transverse Electrique (TE), pour lequel  $E_r = 0$ , où  $H_r$  et  $E_r$  sont respectivement les composantes radiales du champ magnétique et du champ électrique. Elles sont générées par les Potentiels Scalaires de Bromwich (PSB),  $U_{TM}$  et  $U_{TE}$  pour les champs TM et TE; tous les deux satisfont la même équation différentielle partielle:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial r^2} + k^2 U + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \sin \theta \frac{\partial U}{\partial \theta} + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2 U}{\partial \varphi^2} = 0 \quad (10.1)$$

dans laquelle  $k$  est le nombre d'onde de l'onde dans le milieu considéré, qui s'écrit:

$$k = \omega (\mu \epsilon)^{1/2} \quad (10.2)$$

où  $\mu$  et  $\epsilon$  représentent respectivement la perméabilité et la permittivité du milieu.

Pour le cas de la sphère homogène, la résolution de l'équation satisfaite par  $U$  est réalisée par une méthode de séparation des variables, en posant:

$$U(r, \theta, \varphi) = r R(kr) \Theta(\theta) \Phi(\varphi) \quad (10.3)$$

Notre système de sphère inhomogène conserve les propriétés de symétrie sphérique de la sphère homogène, c'est pourquoi la même séparation des variables est possible. Seul l'ajout d'une discrétisation sur la coordonnée radiale doit être effectuée. Nous verrons d'ailleurs que même les expressions générales du PSB et des champs sont conservées par rapport au modèle de la sphère homogène.

- La fonction de  $\theta$  est ainsi conservée et s'écrit:

$$P_n^m(\cos\theta) = \frac{(-1)^m}{2^n n!} (\sin\theta)^m \frac{d^{n+m}}{(d \cos\theta)^{n+m}} (\cos^2 \theta - 1)^n \quad (10.4)$$

où

$$P_n^m(\cos\theta) = (\sin\theta)^m \frac{d^m P_n(\cos\theta)}{(d \cos\theta)^m} \quad (10.5)$$

$P_n$  et  $P_n^m$  correspondent respectivement aux polynômes de Legendre et aux polynômes associés de Legendre, avec  $n = (0, 1, 2, 3, \dots)$  et  $m = [-n, \dots, -1] \cup [1, \dots, n]$ .

- La fonction de  $\varphi$  est conservée et s'écrit:

$$\Phi(\varphi) = \exp(\pm i m \varphi), \quad m, \text{ entier naturel positif} \quad (10.6)$$

- La fonction de  $r$ , qui devra être définie par morceaux, est solution de l'équation de Bessel en coordonnées sphériques:

$$\left[ \frac{d^2}{dr^2} + k^2 \right] (r \Psi_n^{(j)}(kr)) = \frac{n(n+1)}{r} \Psi_n^{(j)}(kr) \quad (10.7)$$

La solution générale de cette équation est une combinaison linéaire des solutions particulières (le système est linéaire) qui doivent remplir deux conditions physiques:

- 1) L'amplitude du champ diffusé doit décroître en  $1/r$  à l'infini,
- 2) Celle-ci doit restée finie en  $r = 0$  pour les champs intérieurs et incidents.

D'une manière générale, il existe 4 fonctions solutions de cette équation. Le terme de phase étant choisi, dans le formalisme de la TLMG, de la forme  $\exp(i \omega t)$ , seules les 2 fonctions de Ricatti-Bessel  $\Psi_n(kr)$  et  $\xi_n(kr)$  sont "physiquement" acceptables:

$$\Psi_n(kr) = kr \Psi_n^{(1)}(kr) \quad (10.8)$$

$$\xi_n(kr) = kr \Psi_n^{(4)}(kr) \quad (10.9)$$

-  $\Psi_n(kr)$  est la seule de ces deux fonctions à être définie en  $r = 0$ , et  $\xi_n(kr)$  la seule à décroître en  $1/r$  quand  $r \rightarrow \infty$ . Ces deux fonctions sont reliées entre elles par la relation suivante:

$$\Psi_n(x) = \xi_n(x) - i \chi_n(x) \quad (10.10)$$

-  $\Psi_n^{(1)}(kr)$  et  $\Psi_n^{(4)}(kr)$  sont les fonctions de Bessel sphériques, qui s'écrivent:

$$\Psi_n^{(1)}(kr) = \sqrt{\frac{\pi}{2kr}} J_{n+1/2}(kr) \quad (10.11)$$

$$\Psi_n^{(4)}(kr) = \sqrt{\frac{\pi}{2kr}} H_{n+1/2}^{(2)}(kr) \quad (10.12)$$

où les fonctions  $J_{n+1/2}$  et  $H_{n+1/2}^{(2)}$  sont respectivement les fonctions de Bessel d'ordre demi-entier et les fonctions de Hankel de seconde espèce.

Finalement, l'expression générale des solutions des PSB est de la forme:

$$U(r, \theta, \varphi) = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^{+n} \frac{c_n^m}{k} \begin{pmatrix} \Psi_n(kr) \\ \xi_n(kr) \end{pmatrix} * P_n^{|m|}(\cos\theta) e^{im\varphi} \quad (10.13)$$

qui est solution de la relation (10.1) où les fonctions entre parenthèses signifient que la solution générale est une combinaison linéaire possible des deux fonctions  $\Psi_n(kr)$  et  $\xi_n(kr)$ .

### 10.2.2 Expressions générales des champs en fonction des PSB

De par la définition des ondes TM and TE, nous avons:

$$H_{r,TM} = E_{r,TE} = 0 \quad (10.14)$$

Une fois les PSB connus, les autres composantes des champs électrique et magnétique peuvent être déduites en suivant [73]. Elles s'écrivent:

$$E_{r,TM} = \frac{\partial^2 U_{TM}}{\partial r^2} + k^2 U_{TM} \quad (10.15)$$

$$E_{\theta,TM} = \frac{1}{r} \frac{\partial^2 U_{TM}}{\partial r \partial \theta} \quad (10.16)$$

$$E_{\varphi,TM} = \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial^2 U_{TM}}{\partial r \partial \varphi} \quad (10.17)$$

$$H_{\theta,TM} = \frac{i\omega\epsilon}{r \sin \theta} \frac{\partial U_{TM}}{\partial \varphi} \quad (10.18)$$

$$H_{\varphi,TM} = -\frac{i\omega\epsilon}{r} \frac{\partial U_{TM}}{\partial \theta} \quad (10.19)$$

$$E_{\theta,TE} = \frac{-i\omega\mu}{r \sin \theta} \frac{\partial U_{TE}}{\partial \varphi} \quad (10.20)$$

$$E_{\varphi,TE} = \frac{i\omega\mu}{r} \frac{\partial U_{TE}}{\partial \theta} \quad (10.21)$$

$$H_{r,TE} = \frac{\partial^2 U_{TE}}{\partial r^2} + k^2 U_{TE} \quad (10.22)$$

$$H_{\theta,TE} = \frac{1}{r} \frac{\partial^2 U_{TE}}{\partial r \partial \theta} \quad (10.23)$$

$$H_{\varphi,TE} = \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial^2 U_{TE}}{\partial r \partial \varphi} \quad (10.24)$$

### 10.3 Expressions particulières des PSB et champs

Le problème de diffusion est en fait résolu si, dans la relation 10.13, les termes d'expansions  $c_n^m$  pour l'onde incidente (indice supérieur  $i$ ), l'onde diffusée (indice supérieur  $s$ ) et chaque onde interne à la couche  $j$  (indice  $j$ ), sont connus.

#### 10.3.1 L'onde incidente

Pour la description du PSB dans la relation (10.13), nous devons choisir les fonctions de Ricatti-Bessel  $\Psi_n(kr)$  qui sont les seules définies au centre du système de coordonnées  $r = 0$ .

La description de l'onde incidente dans le système de coordonnées sphériques est la même que celle faite par la TLMG "classique", la nature de la particule n'influençant pas l'onde incidente. En particulier, les termes d'expansion  $c_n^m$  peuvent être exprimés en fonction des coefficients de forme du faisceau:  $g_{n,TM}^m$  et  $g_{n,TE}^m$ , qui sont propres à la TLMG. Les PSB s'écrivent alors [73]:

$$\begin{cases} U_{TM}^i = \frac{E_0}{k_0} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^{+n} c_n^{pw} g_{n,TM}^m \Psi_n(k_0 r) P_n^{|m|}(\cos \theta) e^{(im\varphi)} \\ U_{TE}^i = \frac{H_0}{k_0} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^{+n} c_n^{pw} g_{n,TE}^m \Psi_n(k_0 r) P_n^{|m|}(\cos \theta) e^{(im\varphi)} \end{cases} \quad (10.25)$$

où les  $c_n^{pw}$  représentent des termes spécifiques à l'éclairement par une onde plane (ils permettent ici de retrouver les expressions de la TLM comme un cas particulier de la TLMG lorsque l'onde incidente tend vers une onde plane). Ils s'écrivent:

$$c_n^{pw} = \frac{1}{k_0} i^{n-1} (-1)^n \frac{2n+1}{n(n+1)} \quad (10.26)$$

Les  $g_n^m$  peuvent s'écrire en termes de quadrature [73] de la façon suivante:

$$\begin{aligned} g_{n,TM}^m &= \frac{(2n+1)^2}{2\pi^2 n(n+1) c_n^{pw}} \frac{(n-|m|)!}{(n+|m|)!} \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \frac{E_r^i(r, \theta, \varphi)}{E_0} \\ &\quad r \Psi_n^{(1)}(kr) P_n^{|m|}(\cos \theta) e^{(-im\varphi)} \sin \theta \, d\theta \, d\varphi \, d(kr) \end{aligned} \quad (10.27)$$

$$g_{n,TE}^m = \frac{(2n+1)^2}{2\pi^2 n(n+1)c_n^{pw}} \frac{(n-|m|)!}{(n+|m|)!} \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \frac{H_r^i(r, \theta, \varphi)}{H_0} r \Psi_n^{(1)}(kr) P_n^{|m|}(\cos\theta) e^{(-im\varphi)} \sin\theta d\theta d\varphi d(kr) \quad (10.28)$$

Les  $g_n^m$  peuvent être également évalués par d'autres méthodes, telles que celles des séries finies [160] et l'approximation localisée [161]. Cette dernière est la plus performante dans son efficacité pour les calculs numériques sur ordinateur. Une justification mathématique rigoureuse de cette approche physique du calcul de ces coefficients a été récemment effectuée [75, 162]. Des algorithmes de calcul de ces coefficients ont été optimisés dans le cadre de l'approximation localisée pour des faisceaux gaussiens circulaires (faisceau laser TM00) [161] et feuille/nappe laser par Ren et al [77].

En appliquant les formules de dérivation (10.14)-(10.24) à (10.25), et par addition des expressions obtenues pour les champs TM et TE, le système des composantes des champs incidents s'écrit comme suit:

$$E_r^i = k_0 E_0 \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^{+n} c_n^{pw} g_{n,TM}^m [\Psi_n''(k_0 r) + \Psi_n(k_0 r)] P_n^{|m|}(\cos\theta) e^{(im\varphi)} \quad (10.29)$$

$$E_\theta^i = \frac{E_0}{r} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^{+n} c_n^{pw} [g_{n,TM}^m \Psi_n'(k_0 r) \tau_n^{|m|}(\cos\theta) + m g_{n,TE}^m \Psi_n(k_0 r) \pi_n^{|m|}(\cos\theta)] e^{(im\varphi)} \quad (10.30)$$

$$E_\varphi^i = i \frac{E_0}{r} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^{+n} c_n^{pw} [m g_{n,TM}^m \Psi_n'(k_0 r) \pi_n^{|m|}(\cos\theta) + g_{n,TE}^m \Psi_n(k_0 r) \tau_n^{|m|}(\cos\theta)] e^{(im\varphi)} \quad (10.31)$$

$$H_r^i = k_0 H_0 \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^{+n} c_n^{pw} g_{n,TE}^m [\Psi_n''(k_0 r) + \Psi_n(k_0 r)] P_n^{|m|}(\cos\theta) e^{(im\varphi)} \quad (10.32)$$

$$H_\theta^i = \frac{-H_0}{r} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^{+n} c_n^{pw} [m g_{n,TM}^m \Psi_n(k_0 r) \pi_n^{|m|}(\cos\theta) - g_{n,TE}^m \Psi_n'(k_0 r) \tau_n^{|m|}(\cos\theta)] e^{(im\varphi)} \quad (10.33)$$

$$\begin{aligned}
 H_{\varphi}^i &= \frac{-i H_0}{r} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^{+n} c_n^{pw} [ g_{n,TM}^m \Psi_n(k_0 r) \tau_n^{|m|}(\cos\theta) \\
 &\quad - m g_{n,TE}^m \Psi_n'(k_0 r) \pi_n^{|m|}(\cos\theta) ] e^{(im\varphi)}
 \end{aligned} \tag{10.34}$$

Les fonctions de Legendre généralisées introduites [73] s'écrivent :

$$\tau_n^k(\cos\theta) = \frac{d}{d\theta} P_n^k(\cos\theta) \tag{10.35}$$

$$\Pi_n^k(\cos\theta) = \frac{P_n^k(\cos\theta)}{\sin\theta} \tag{10.36}$$

### 10.3.2 L'onde diffusée

Les PSB pour l'onde externe diffusée par la particule sont construits en utilisant les fonctions  $\xi_n(kr)$  dans la relation (10.13), ceci parce que seules ces fonctions permettent d'assurer une onde diffusée sphérique à l'infini (amplitude des champs décroissant en  $1/r$ ). Les PSB correspondants s'écrivent alors :

$$\begin{cases}
 U_{TM}^s = \frac{-E_0}{k_0} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^{+n} c_n^{pw} A_n^m \xi_n(kr) P_n^{|m|}(\cos\theta) e^{(im\varphi)} \\
 U_{TE}^s = \frac{-H_0}{k_0} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^{+n} c_n^{pw} B_n^m \xi_n(kr) P_n^{|m|}(\cos\theta) e^{(im\varphi)}
 \end{cases} \tag{10.37}$$

De façon similaire à la section précédente, par application des relations (10.14)-(10.24) à (10.37), on obtient pour les composantes des champs diffusés, les expressions suivantes :

$$E_r^s = -k_0 E_0 \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^{+n} c_n^{pw} A_n^m [ \xi_n''(k_0 r) + \xi_n(k_0 r) ] P_n^{|m|}(\cos\theta) e^{(im\varphi)} \tag{10.38}$$

$$\begin{aligned}
 E_{\theta}^s &= -\frac{E_0}{r} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^{+n} c_n^{pw} [ A_n^m \xi_n'(k_0 r) \tau_n^{|m|}(\cos\theta) \\
 &\quad + m B_n^m \xi_n(k_0 r) \pi_n^{|m|}(\cos\theta) ] e^{(im\varphi)}
 \end{aligned} \tag{10.39}$$

$$\begin{aligned}
 E_{\varphi}^s &= -\frac{i E_0}{r} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^{+n} c_n^{pw} [ m A_n^m \xi_n'(k_0 r) \pi_n^{|m|}(\cos\theta) \\
 &\quad + B_n^m \xi_n(k_0 r) \tau_n^{|m|}(\cos\theta) ] e^{(im\varphi)}
 \end{aligned} \tag{10.40}$$

$$+ B_n^m \xi_n(k_0 r) \tau_n^{|m|}(\cos\theta) ] e^{(im\varphi)} \tag{10.41}$$

$$H_r^s = -k_0 H_0 \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^{+n} c_n^{pw} B_n^m [ \xi_n''(k_0 r) + \xi_n(k_0 r) ] P_n^{|m|}(\cos\theta) e^{(im\varphi)} \quad (10.42)$$

$$\begin{aligned} H_{\theta}^s &= \frac{H_0}{r} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^{+n} c_n^{pw} [ m A_n^m \xi_n(k_0 r) \pi_n^{|m|}(\cos\theta) \\ &\quad - B_n^m \xi_n'(k_0 r) \tau_n^{|m|}(\cos\theta) ] e^{(im\varphi)} \end{aligned} \quad (10.43)$$

$$\begin{aligned} H_{\varphi}^s &= \frac{iH_0}{r} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^{+n} c_n^{pw} [ A_n^m \xi_n(k_0 r) \tau_n^{|m|}(\cos\theta) \\ &\quad - m B_n^m \xi_n'(k_0 r) \pi_n^{|m|}(\cos\theta) ] e^{(im\varphi)} \end{aligned} \quad (10.44)$$

### 10.3.3 Les ondes internes

Pour l'onde interne au coeur de la sphère ( $j = 1$ ), seule la fonction  $\Psi_n(kr)$  peut être retenue pour les PSB de la relation (10.13). Elle est en effet la seule à être définie en  $r = 0$ . En revanche, pour les autres couches ( $j = 2, \dots, L$ ), les fonctions  $\Psi_n(kr)$  et  $\xi_n(kr)$  sont définies. Elle doivent donc être utilisées pour la description des ondes internes à chacune de ces couches. Ainsi, pour la description des champs internes, les expressions générales pour les PSB de la relation (10.13) peuvent être réécrites sous la forme:

$$\left\{ \begin{aligned} U_{jTM} &= \frac{k_{j+1} E_0}{k_j^2} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^{+n} c_n^{pw} \left( c_{jn}^m \Psi_n(k_j r) + e_{jn}^m \chi_n(k_j r) \right) P_n^{|m|}(\cos\theta) e^{(im\varphi)} \\ U_{jTE} &= \frac{k_{j+1} H_0}{k_j^2} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^{+n} c_n^{pw} \left( d_{jn}^m \Psi_n(k_j r) + f_{jn}^m \chi_n(k_j r) \right) P_n^{|m|}(\cos\theta) e^{(im\varphi)} \end{aligned} \right. \quad (10.45)$$

expressions dans lesquelles sont introduites pour des commodités de calculs ultérieurs les nouvelles fonctions  $\chi_n(kr)$ , reliées aux autres fonctions de Ricatti-Bessel par la relation (10.10).

Pour le coeur de la sphère, compte tenu des remarques précédentes, nous avons:

$$e_{1n}^m = f_{1n}^m = 0 \quad (10.46)$$

Les composantes des champs internes s'écrivent alors:

$$\begin{aligned} E_{jr} &= k_{j+1} E_0 \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^{+n} c_n^{pw} [ c_{jn}^m ( \Psi_n''(k_j r) + \Psi_n(k_j r) ) \\ &\quad + e_{jn}^m ( \chi_n''(k_j r) + \chi_n(k_j r) ) P_n^{|m|}(\cos\theta) ] e^{(im\varphi)} \end{aligned} \quad (10.47)$$



$$E_{j\theta} = \frac{E_0}{r} \frac{k_{j+1}}{k_j} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^{+n} c_n^{pw} [ (c_{jn}^m \Psi_n'(k_j r) + e_{jn}^m \chi_n'(k_j r)) \tau_n^{|m|}(\cos\theta) ]$$

$$+ m \frac{k_{j+1}\mu_j}{k_j\mu_{j+1}} (d_{jn}^m \Psi_n(k_j r) + f_{jn}^m \chi_n(k_j r)) \pi_n^{|m|}(\cos\theta) ] e^{(im\varphi)}$$

$$E_{j\varphi} = \frac{i E_0}{r} \frac{k_{j+1}}{k_j} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^{+n} c_n^{pw} [ m (c_{jn}^m \Psi_n'(k_j r) + e_{jn}^m \chi_n'(k_j r)) \pi_n^{|m|}(\cos\theta) ]$$

$$+ \frac{k_{j+1}\mu_j}{k_j\mu_{j+1}} (d_{jn}^m \Psi_n(k_j r) + f_{jn}^m \chi_n(k_j r)) \tau_n^{|m|}(\cos\theta) ] e^{(im\varphi)}$$

$$H_{jr} = k_{j+1} H_0 \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^{+n} c_n^{pw} [ d_{jn}^m ( \Psi_n''(k_j r) + \Psi_n(k_j r) )$$

$$+ f_{jn}^m ( \chi_n''(k_j r) + \chi_n(k_j r) ) P_n^{|m|}(\cos\theta) ] e^{(im\varphi)}$$

$$H_{j\theta} = \frac{-H_0}{r} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^{+n} c_n^{pw} [ m \frac{\mu_{j+1}}{\mu_j} (c_{jn}^m \Psi_n(k_j r) + e_{jn}^m \chi_n(k_j r)) \pi_n^{|m|}(\cos\theta)$$

$$- \frac{k_{j+1}}{k_j} (d_{jn}^m \Psi_n'(k_j r) + f_{jn}^m \chi_n'(k_j r)) \tau_n^{|m|}(\cos\theta) ] e^{(im\varphi)}$$

$$H_{j\varphi} = -\frac{iH_0}{r} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^{+n} c_n^{pw} [ \frac{\mu_{j+1}}{\mu_j} (c_{jn}^m \Psi_n(k_j r) + e_{jn}^m \chi_n(k_j r)) \tau_n^{|m|}(\cos\theta)$$

$$- m \frac{k_{j+1}\mu_j}{k_j\mu_{j+1}} (d_{jn}^m \Psi_n'(k_j r) + f_{jn}^m \chi_n'(k_j r)) \pi_n^{|m|}(\cos\theta) ] e^{(im\varphi)}$$

Au terme de cette section, nous avons dérivé toutes les composantes des champs magnétiques et électriques des ondes incidentes, diffusées et internes à chaque couche de la sphère stratifiée. Pour la description de l'onde incidente aucune inconnue ne subsiste, les  $g_{n,TM}^m$ ,  $g_{n,TE}^m$  étant a priori connus.

En revanche, pour l'onde diffusée, les coefficients de diffusion:  $A_n^m$ ,  $B_n^m$ , demeurent inconnus, de même que tous les coefficients internes de diffusion:  $c_{jn}^m$ ,  $e_{jn}^m$ ,  $d_{jn}^m$ ,  $f_{jn}^m$ ,  $j = 1, \dots, L$ . Tous ces coefficients peuvent néanmoins être déduits, en prenant en compte les conditions limites de cette théorie.

## 10.4 Conditions aux limites de la sphère stratifiée

Jusqu'à présent nous avons imposé comme contraintes aux expressions des champs:

- de satisfaire aux équations de Maxwell,
- pour le champ diffusé, une décroissance en  $1/r$  à l'infini,
- pour les champs internes et le champ incident, leur existence en  $r = 0$ .

Il nous faut maintenant introduire le fait que, la sphère du point de vue de la lumière, partage l'espace en fonction de son indice et de sa perméabilité magnétique, et qu'au passage d'une de ses surfaces les composantes tangentielles des champs TM et TE doivent rester continues.

### 10.4.1 Conditions aux limites entre la sphère et le milieu extérieur

Nous allons en premier lieu considérer les conditions limites à la surface de la sphère, c'est à dire la continuité de la composante tangentielle des champs électrique et magnétique à la traversée de l'interface définie par ( $r = r_L$ ). Ces conditions s'expriment par:

$$V_{L\theta,X}(k_L r_L) = V_{\theta,X}^i(k_0 r_L) + V_{\theta,X}^s(k_0 r_L) \quad (10.53)$$

expressions dans lesquelles  $V$  correspond à  $E$  ou  $H$  et  $X$ , à  $TM$  ou  $TE$ . Seules les composantes sur  $\theta$  sont considérées, celles sur  $\varphi$  donnant les mêmes relations que celles obtenues avec les composantes sur  $\theta$  [58]. A partir de l'expression des composantes des champs sur  $\theta$  pour l'onde incidente, l'onde diffusée et l'onde interne à l'anneau défini par  $j = L$ , l'application des conditions aux limites précédentes aboutit au système suivant:

$$\frac{k_0}{k_L} [c_{Ln}^m \Psi_n'(k_L r_L) + e_{Ln}^m \chi_n'(k_L r_L)] = [g_{n, TM}^m \Psi_n'(k_0 r_L) - A_n^m \xi_n'(k_0 r_L)] \quad (10.54)$$

$$\frac{\mu_0}{\mu_L} [c_{Ln}^m \Psi_n(k_L r_L) + e_{Ln}^m \chi_n(k_L r_L)] = [g_{n, TM}^m \Psi_n(k_0 r_L) - A_n^m \xi_n(k_0 r_L)] \quad (10.55)$$

$$\frac{\mu_L}{\mu_0} \frac{k_0^2}{k_L^2} [d_{Ln}^m \Psi_n(k_L r_L) + f_{Ln}^m \chi_n(k_L r_L)] = [g_{n, TE}^m \Psi_n(k_0 r_L) - B_n^m \xi_n(k_0 r_L)] \quad (10.56)$$

$$\frac{k_0}{k_L} [d_{Ln}^m \Psi_n'(k_L r_L) + f_{Ln}^m \chi_n'(k_L r_L)] = [g_{n, TE}^m \Psi_n'(k_0 r_L) - B_n^m \xi_n'(k_0 r_L)] \quad (10.57)$$

### 10.4.2 Conditions aux limites internes

Les coefficients internes de diffusion,  $c_{jn}^m$ ,  $d_{jn}^m$ ,  $e_{jn}^m$ ,  $f_{jn}^m$ , propres à chaque couche,  $j = 1, \dots, L$ , sont reliés par des conditions aux limites internes.

Celles-ci sont obtenues, d'une manière générale, en écrivant la continuité à l'interface séparant la couche  $j$  et la  $(j + 1)$ ème couche, des composantes tangentielles des champs électriques et magnétiques.

**a) Le coeur de la sphère:**

Dans le cas particulier de l'interface séparant le coeur de la sphère ( $j = 1$ ) de la première couche ( $j = 2$ ), nous avons:

$$V_{1\theta,X}(k_1 r_1) = V_{2\theta,X}(k_2 r_1) \quad (10.58)$$

Par applications aux relations (10.49) et (10.52), on obtient:

$$\frac{k_2}{k_1} c_{1n}^m \Psi'_n(k_1 r_1) = \frac{k_3}{k_2} [ c_{2n}^m \Psi'_n(k_2 r_1) + e_{2n}^m \chi'_n(k_2 r_1) ] \quad (10.59)$$

$$\frac{\mu_2}{\mu_1} c_{1n}^m \Psi_n(k_1 r_1) = \frac{\mu_3}{\mu_2} [ c_{2n}^m \Psi_n(k_2 r_1) + e_{2n}^m \chi_n(k_2 r_1) ] \quad (10.60)$$

$$\frac{k_2^2 \mu_3}{k_1^2 \mu_2} d_{1n}^m \Psi_n(k_1 r_1) = \frac{k_3^2 \mu_2}{k_2^2 \mu_1} [ d_{2n}^m \Psi_n(k_2 r_1) + f_{2n}^m \chi_n(k_2 r_1) ] \quad (10.61)$$

$$\frac{k_2}{k_1} d_{1n}^m \Psi'_n(k_1 r_1) = \frac{k_3}{k_2} [ d_{2n}^m \Psi'_n(k_2 r_1) + f_{2n}^m \chi'_n(k_2 r_1) ] \quad (10.62)$$

**b) L'anneau ( $j, j-1$ ):**

De façon plus générale les conditions limites entre la couche  $j$  et la couche  $j-1$ ,  $j = 3, \dots, L$ , sont exprimées par:

$$V_{(j-1)\theta,X}(k_{j-1} r_{j-1}) = V_{j\theta,X}(k_j r_{j-1}) \quad (10.63)$$

L'application aux relations (10.49) et (10.52) donne le système suivant:

$$\begin{aligned} & \frac{k_j}{k_{j-1}} [ c_{(j-1)n}^m \Psi'_n(k_{j-1} r_{j-1}) + e_{(j-1)n}^m \chi'_n(k_{j-1} r_{j-1}) ] \\ & = \frac{k_{j+1}}{k_j} [ c_{jn}^m \Psi'_n(k_j r_{j-1}) + e_{jn}^m \chi'_n(k_j r_{j-1}) ] \end{aligned} \quad (10.64)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\mu_j}{\mu_{j-1}} [ c_{(j-1)n}^m \Psi_n(k_{j-1} r_{j-1}) + e_{(j-1)n}^m \chi_n(k_{j-1} r_{j-1}) ] \\ & = \frac{\mu_{j+1}}{\mu_j} [ c_{jn}^m \Psi_n(k_j r_{j-1}) + e_{jn}^m \chi_n(k_j r_{j-1}) ] \end{aligned} \quad (10.65)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\mu_{j+1} k_j^2}{\mu_j k_{j-1}^2} [ d_{(j-1)n}^m \Psi_n(k_{j-1} r_{j-1}) + f_{(j-1)n}^m \chi_n(k_{j-1} r_{j-1}) ] \\ & = \frac{\mu_j k_{j+1}^2}{\mu_{j-1} k_j^2} [ d_{jn}^m \Psi_n(k_j r_{j-1}) + f_{jn}^m \chi_n(k_j r_{j-1}) ] \end{aligned} \quad (10.66)$$

$$\begin{aligned}
& \frac{k_j}{k_{j-1}} [ d_{(j-1)n}^m \Psi_n'(k_{j-1}r_{j-1}) + f_{(j-1)n}^m \chi_n'(k_{j-1}r_{j-1}) ] \\
& = \frac{k_{j+1}}{k_j} [ d_{jn}^m \Psi_n'(k_j r_{j-1}) + f_{jn}^m \chi_n'(k_j r_{j-1}) ]
\end{aligned} \tag{10.67}$$

## 10.5 Résolution des conditions aux limites

### 10.5.1 Coefficients de diffusion externes

Nous allons résoudre ici le système d'équations obtenues à partir de l'écriture des conditions limites de notre système, ceci afin de déterminer les coefficients de diffusion introduits par les PSB. Afin d'alléger les notations, nous introduisons trois nouvelles quantités:

$$M_j = \frac{k_{j+1}}{k_j}, \quad U_j = \frac{\mu_{j+1}}{\mu_j}, \quad x_j = k_j r_j \tag{10.68}$$

avec pour les cas particuliers où  $j = L$  et  $j = 1$ :

$$M_L = \frac{k_0}{k_L}, \quad M_1 = \frac{k_2}{k_1}; \quad U_L = \frac{\mu_0}{\mu_L}, \quad U_1 = \frac{\mu_2}{\mu_1}; \quad x_L = k_L r_L, \quad x_1 = k_1 r_1 \tag{10.69}$$

Nous introduisons également deux rapports,  $R_{jn}$  et  $Q_{jn}$ , entre les coefficients de diffusion internes, définis par:

$$R_{jn} = -\frac{e_{jn}^m}{c_{jn}^m}, \quad Q_{jn} = -\frac{f_{jn}^m}{d_{jn}^m}, \tag{10.70}$$

Ces nouveaux coefficients sont reliés entre eux par:

$$R_{(j-1)n} \cdot \frac{c_{(j-1)n}^m}{c_{jn}^m} = -\frac{e_{(j-1)n}^m}{c_{jn}^m}, \quad Q_{(j-1)n} \cdot \frac{d_{(j-1)n}^m}{d_{jn}^m} = -\frac{f_{(j-1)n}^m}{d_{jn}^m} \tag{10.71}$$

En utilisant les quantités introduites précédemment, le système complet des conditions limites permet d'obtenir le système d'équations suivant:

$$M_1 \frac{c_{1n}^m}{c_{2n}^m} \Psi_n'(x_1) = M_2 [ \Psi_n'(M_1 x_1) - R_{2n} \chi_n'(M_1 x_1) ] \tag{10.72}$$

$$U_1 \frac{c_{1n}^m}{c_{2n}^m} \Psi_n(x_1) = U_2 [ \Psi_n(M_1 x_1) - R_{2n} \chi_n(M_1 x_1) ] \tag{10.73}$$

$$M_1^2 U_2 \frac{d_{1n}^m}{d_{2n}^m} \Psi_n(x_1) = M_2^2 U_1 [ \Psi_n(M_1 x_1) - Q_{2n} \chi_n(M_1 x_1) ] \tag{10.74}$$

$$M_1 \frac{d_{1n}^m}{d_{2n}^m} \Psi_n'(x_1) = M_2 [ \Psi_n'(M_1 x_1) - Q_{2n} \chi_n'(M_1 x_1) ] \tag{10.75}$$

$$M_{j-1} \frac{c_{(j-1)n}^m}{c_{jn}^m} [ \Psi_n'(x_{j-1}) - R_{(j-1)n} \chi_n'(x_{j-1}) ] = M_j [ \Psi_n'(M_j x_{j-1}) - R_{jn} \chi_n'(M_j x_{j-1}) ] \quad (10.76)$$

$$U_{j-1} \frac{c_{(j-1)n}^m}{c_{jn}^m} [ \Psi_n(x_{j-1}) - R_{(j-1)n} \chi_n(x_{j-1}) ] = U_j [ \Psi_n(M_j x_{j-1}) - R_{jn} \chi_n(M_j x_{j-1}) ] \quad (10.77)$$

$$\begin{aligned} M_{j-1}^2 U_j \frac{d_{(j-1)n}^m}{d_{jn}^m} [ \Psi_n(x_{j-1}) - Q_{(j-1)n} \chi_n(x_{j-1}) ] \\ = M_j^2 U_{j-1} [ \Psi_n(M_j x_{j-1}) - Q_{jn} \chi_n(M_j x_{j-1}) ] \end{aligned} \quad (10.78)$$

$$\begin{aligned} M_{j-1} \frac{d_{(j-1)n}^m}{d_{jn}^m} [ \Psi_n'(x_{j-1}) - Q_{(j-1)n} \chi_n'(x_{j-1}) ] \\ = M_j [ \Psi_n'(M_j x_{j-1}) - Q_{jn} \chi_n'(M_j x_{j-1}) ] \end{aligned} \quad (10.79)$$

$$M_L [ \Psi_n'(x_L) - R_{Ln} \chi_n'(x_L) ] = \frac{1}{c_{Ln}^m} [ g_{n, TM}^m \Psi_n'(M_L x_L) - A_n^m \xi_n'(M_L x_L) ] \quad (10.80)$$

$$U_L [ \Psi_n(x_L) - R_{Ln} \chi_n(x_L) ] = \frac{1}{c_{Ln}^m} [ g_{n, TM}^m \Psi_n(M_L x_L) - A_n^m \xi_n(M_L x_L) ] \quad (10.81)$$

$$M_L^2 [ \Psi_n(x_L) - Q_{Ln} \chi_n(x_L) ] = \frac{U_L}{d_{Ln}^m} [ g_{n, TE}^m \Psi_n(M_L x_L) - B_n^m \xi_n(M_L x_L) ] \quad (10.82)$$

$$M_L [ \Psi_n'(x_L) - Q_{Ln} \chi_n'(x_L) ] = \frac{1}{d_{Ln}^m} [ g_{n, TE}^m \Psi_n'(M_L x_L) - B_n^m \xi_n'(M_L x_L) ] \quad (10.83)$$

En manipulant les rapports entre les équations précédentes, par exemple: (10.72)/(10.73), (10.76)/(10.77), (10.80)/(10.81) et en introduisant deux nouvelles fonctions:  $H_n(x_j)$ ,  $K_n(x_j)$ , définies par:

$$H_n(x_j) = \frac{\Psi_n'(x_j) - R_{jn} \chi_n'(x_j)}{\Psi_n(x_j) - R_{jn} \chi_n(x_j)}, \quad K_n(x_j) = \frac{\Psi_n'(x_j) - Q_{jn} \chi_n'(x_j)}{\Psi_n(x_j) - Q_{jn} \chi_n(x_j)} \quad (10.84)$$

on obtient deux couples de relations de récurrence pour la détermination des coefficients externes de diffusion  $A_n^m$  et  $B_n^m$ , qui s'écrivent:

**Pour  $A_n^m$ ,**

$$\left\{ \begin{array}{l} e_{1n}^m = 0, \quad R_{1n} = -\frac{e_{1n}^m}{c_{1n}^m} = 0, \quad H_n(x_1) = \frac{\Psi_n'(x_1)}{\Psi_n(x_1)} \\ R_{2n} = \frac{M_1 U_2 \Psi_n'(x_1) \Psi_n(M_1 x_1) - M_2 U_1 \Psi_n(x_1) \Psi_n'(M_1 x_1)}{M_1 U_2 \Psi_n'(x_1) \chi_n(M_1 x_1) - M_2 U_1 \Psi_n(x_1) \chi_n'(M_1 x_1)} \\ R_{jn} = \frac{M_{j-1} U_j \Psi_n(M_j x_{j-1}) H_n(x_{j-1}) - M_j U_{j-1} \Psi_n'(M_j x_{j-1})}{M_{j-1} U_j \chi_n(M_j x_{j-1}) H_n(x_{j-1}) - M_j U_{j-1} \chi_n'(M_j x_{j-1})} \\ H_n(x_j) = \frac{\Psi_n'(x_j) - R_{jn} \chi_n'(x_j)}{\Psi_n(x_j) - R_{jn} \chi_n(x_j)}, \quad j = 2, \dots, L. \end{array} \right. \quad (10.85)$$

$$A_n^m = g_{n,TM}^m \cdot \frac{M_L \Psi_n(M_L x_L) H_n(x_L) - U_L \Psi_n'(M_L x_L)}{M_L \xi_n(M_L x_L) H_n(x_L) - U_L \xi_n'(M_L x_L)} \quad (10.86)$$

Pour  $B_n^m$ ,

$$\left\{ \begin{array}{l} f_{1n}^m = 0, \quad Q_{1n} = -\frac{f_{1n}^m}{d_{1n}^m} = 0, \quad K_n(x_1) = \frac{\Psi_n'(x_1)}{\Psi_n(x_1)} \\ Q_{2n} = \frac{M_2 U_1 \Psi_n'(x_1) \Psi_n(M_1 x_1) - M_1 U_2 \Psi_n(x_1) \Psi_n'(M_1 x_1)}{M_2 U_1 \Psi_n'(x_1) \chi_n(M_1 x_1) - M_1 U_2 \Psi_n(x_1) \chi_n'(M_1 x_1)} \\ Q_{jn} = \frac{M_j U_{j-1} \Psi_n(M_j x_{j-1}) K_n(x_{j-1}) - M_{j-1} U_j \Psi_n'(M_j x_{j-1})}{M_j U_{j-1} \chi_n(M_j x_{j-1}) K_n(x_{j-1}) - M_{j-1} U_j \chi_n'(M_j x_{j-1})} \\ K_n(x_j) = \frac{\Psi_n(x_j) - Q_{jn} \chi_n'(x_j)}{\Psi_n(x_j) - Q_{jn} \chi_n(x_j)}, \quad j = 2, \dots, L. \end{array} \right. \quad (10.87)$$

$$B_n^m = g_{n,TE}^m \cdot \frac{U_L \Psi_n(M_L x_L) K_n(x_L) - M_L \Psi_n'(M_L x_L)}{U_L \xi_n(M_L x_L) K_n(x_L) - M_L \xi_n'(M_L x_L)} \quad (10.88)$$

En partant du coeur de la sphère, où les deux rapports  $R_{1n}$  et  $Q_{1n}$  et les fonctions  $H_n(x_1)$  et  $K_n(x_1)$ , sont entièrement connus, les relations de récurrence précédentes permettent de remonter aux coefficients de diffusion externes. Les champs diffusés par la particule sont donc complètement déterminés par ces relations de récurrence et par les expressions de leur composantes établies dans la 3ème section de ce chapitre, relations (10.38)-(10.44).

Il est intéressant de remarquer que les relations (10.86) et (10.88) peuvent être réécrites sous la forme suivante:

$$A_n^m = g_{n,TM}^m \cdot A_n \quad (10.89)$$

$$B_n^m = g_{n,TE}^m \cdot B_n \quad (10.90)$$

où les coefficients de diffusion  $A_n$ ,  $B_n$  sont ceux obtenus pour le modèle de la diffusion de la sphère stratifiée éclairée par une onde plane. Remarquons que ces expressions permettent de

retrouver [19] celles prédites pour un éclairage plan par [157] et celles prédites par [58] pour une particule homogène éclairée par un faisceau arbitraire.

Les relations (10.89) et (10.90) sont en fait formellement identiques à celles obtenues dans le formalisme de la TLMG dans le cas de la sphère homogène. Dans ce dernier cas, il avait été également montré par Gouesbet et al [73] que les coefficients de diffusion de la TLMG s'écrivaient simplement, *suivant le formalisme de la TLMG*, comme le produit des coefficients de diffusion établis en onde plane et des coefficients de forme des faisceaux.

Cette dernière remarque est importante pour deux raisons. Premièrement, **d'un point de vue formel toutes les expressions déduites sur les quantités diffusives en TLMG classique sont conservées: expressions pour le calcul des diagrammes de diffusion, des sections efficaces, de la pression de radiation.** Seul le calcul des coefficients de diffusion qui prennent en compte les caractéristiques de la particule est modifié. Deuxièmement, puisque les coefficients de diffusion n'apparaissent que comme des termes multiplicatifs des coefficients de formes des faisceaux et des coefficients de diffusion établis pour un éclairage plan, dans les programmes classiques de TLMG **seul le programme de calcul numérique de ces coefficients est à modifier.**

Nous rajouterons que les sous-programmes établis pour leur calcul, dans le cas de l'onde plane doivent tous pouvoir être directement utilisés (quel que soit l'algorithme utilisé pour leur calcul).

Si l'on prend l'exemple du calcul des fonctions d'amplitude généralisées (leur module est tracé dans les diagrammes de diffusion), respectivement pour les polarisations perpendiculaire et parallèle,  $S_1$  et  $S_2$ , reliées au champ électrique de l'onde diffusée dans le champ lointain par:

$$E_\theta = \frac{iE_0}{k_0 r} \exp(-ikr) S_2 \quad (10.91)$$

$$E_\varphi = -\frac{E_0}{k_0 r} \exp(-ikr) S_1 \quad (10.92)$$

on obtient les expressions suivantes:

$$S_1 = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^{+n} \frac{2n+1}{n(n+1)} \left[ m A_n g_{n,TM}^m \pi_n^{|m|}(\cos\theta) \right. \quad (10.93)$$

$$\left. + i B_n g_{n,TE}^m \tau_n^{|m|}(\cos\theta) \right] \exp(im\varphi) \quad (10.94)$$

$$S_2 = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^{+n} \frac{2n+1}{n(n+1)} [A_n g_{n,TM}^m \tau_n^{|m|}(\cos\theta) \quad (10.95)$$

$$+ i m B_n g_{n,TE}^m \pi_n^{|m|}(\cos\theta)] \exp(im\varphi) \quad (10.96)$$

Ces expressions sont formellement identiques à celles obtenues en TLMG "classique" (sphère homogène, [73, 58]). Le calcul du diagramme de diffusion de la sphère stratifiée  $S_1.S_1^* = f_1(\theta)$ ,  $S_2.S_2^* = f_2(\theta)$  en TLMG, se fait donc simplement en remplaçant les coefficients de diffusions classiques par ceux calculés par les relations de récurrence établies précédemment.

### 10.5.2 Coefficients de diffusion internes

De la section précédente, nous connaissons les expressions des coefficients de diffusion externes:  $A_n^m$  et  $B_n^m$ , mais aussi les rapports des coefficients internes pour toutes les couches du modèle:  $R_{jn} = -\frac{e_{jn}^m}{c_{jn}^m}$ ,  $Q_{jn} = -\frac{f_{jn}^m}{d_{jn}^m}$ .

A partir de ces rapports, il peut être aisément montré que chaque coefficient interne pour les champs TM peut être déterminé de manière récurrente à partir des relations (10.77) et (10.81), en itérant de l'extérieur de la sphère,  $j = L$ , vers le coeur de celle-ci,  $j = 1$ . La relation de récurrence s'écrit:

$$\left\{ \begin{array}{l} \left\{ \begin{array}{l} c_{Ln}^m = \frac{g_{n,TM}^m}{U_L} \left[ \frac{\Psi_n(M_L x_L) - A_n \xi_n(M_L x_L)}{\Psi_n(x_L) - R_{Ln} \chi_n(x_L)} \right] \\ e_{Ln}^m = -R_{Ln} c_{Ln}^m \end{array} \right. \\ \left\{ \begin{array}{l} c_{(j-1)n}^m = c_{jn}^m \cdot \frac{U_j}{U_{j-1}} \left[ \frac{\Psi_n(M_j x_{j-1}) - R_{jn} \chi_n(M_j x_{j-1})}{\Psi_n(x_{j-1}) - R_{(j-1)n} \chi_n(x_{j-1})} \right] \\ e_{(j-1)n}^m = -R_{(j-1)n} c_{(j-1)n}^m, \quad j = L, \dots, 2 \end{array} \right. \end{array} \right. \quad (10.97)$$

En procédant de même que précédemment mais pour les champs TE, on obtient à partir des relations (10.78) et (10.82), pour les coefficients internes de diffusion des champs TE, la relation de récurrence suivante:

$$\left\{ \begin{array}{l} \left\{ \begin{array}{l} d_{Ln}^m = \frac{g_{n,TE}^m U_L}{M_L^2} \left[ \frac{\Psi_n(M_L x_L) - B_n \xi_n(M_L x_L)}{\Psi_n(x_L) - Q_{Ln} \chi_n(x_L)} \right] \\ f_{Ln}^m = -Q_{Ln} d_{Ln}^m \end{array} \right. \\ \left\{ \begin{array}{l} d_{(j-1)n}^m = d_{jn}^m \cdot \frac{M_j^2 U_{j-1}}{M_{j-1}^2 U_j} \left[ \frac{\Psi_n(M_j x_{j-1}) - Q_{jn} \chi_n(M_j x_{j-1})}{\Psi_n(x_{j-1}) - Q_{(j-1)n} \chi_n(x_{j-1})} \right] \\ f_{(j-1)n}^m = -Q_{(j-1)n} d_{(j-1)n}^m, \quad j = L, \dots, 2 \end{array} \right. \end{array} \right. \quad (10.98)$$

Comme on pouvait s'y attendre, les coefficients de forme des faisceaux  $g_n^m$  apparaissent dans les expressions des coefficients  $c_{Ln}^m$  et  $d_{Ln}^m$  de la couche externe mais n'apparaissent plus explicitement dans les expressions des coefficients de diffusion des couches internes  $j < L - 1$ . Néanmoins, le système (10.97) peut être réécrit sous la forme suivante:

$$\left\{ \begin{array}{l} \left\{ \begin{array}{l} c_{Ln}^m = g_{n,TM}^m \cdot c_{Ln}^m \\ e_{Ln}^m = -R_{Ln} c_{Ln}^m \end{array} \right. \\ \left\{ \begin{array}{l} c_{(j-1)n}^m = c_{jn}^m \cdot c_{jn}^m \\ e_{(j-1)n}^m = -R_{(j-1)n} c_{(j-1)n}^m, \quad j = L, \dots, 2 \end{array} \right. \end{array} \right. \quad (10.99)$$



dans laquelle  $c_{Ln}$  et  $c_{jn}$  sont les coefficients de diffusion interne du modèle de la sphère stratifiée dans le cas de l'onde plane, coefficients que l'on peut établir [19] en développant les travaux de [157]. Ils s'écrivent:

$$c_{Ln} = \frac{1}{U_L} \left[ \frac{\Psi_n(M_L x_L) - a_n \xi_n(M_L x_L)}{\Psi_n(x_L) - R_{Ln} \chi_n(x_L)} \right] \quad (10.100)$$

$$c_{(j-1)n} = \frac{U_j}{U_{j-1}} \left[ \frac{\Psi_n(M_j x_{j-1}) - R_{jn} \chi_n(M_j x_{j-1})}{\Psi_n(x_{j-1}) - R_{(j-1)n} \chi_n(x_{j-1})} \right] \quad (10.101)$$

De la relation (10.99) on peut, après quelques manipulations, montrer que les coefficients  $c_{(j-1)n}^m$  peuvent être réécrits sous la forme récurrente suivante:

$$c_{(j-1)n}^m = g_{n,TM}^m \cdot c_{Ln} \cdot c_{(L-1)n} \cdots c_{(j+1)n} \cdot c_{jn} \quad (10.102)$$

forme encore identique à celle établie dans le cas d'un éclaircissement par une onde plane, excepté l'apparition d'un terme multiplicatif  $g_{n,TM}^m$ . Ceci signifie que la forme du faisceau incident influe sur les champs TM qui règnent dans chaque couche de la sphère ou autrement dit que "l'information forme" du faisceau se propage dans celle-ci. La relation (10.98) donne, pour les champs TE, le même type de résultats.

## 10.6 Reformulation compatible avec les calculs numériques

Cette section a pour but de présenter la méthode utilisée pour calculer numériquement les coefficients de diffusion externes  $A_n^m$ ,  $B_n^m$  de la sphère stratifiée, et en particulier, de reformuler une partie des expressions établies précédemment afin de les rendre plus robustes vis à vis des difficultés numériques liées au calcul des fonctions de Ricatti-Bessel pour des arguments importants.

### 10.6.1 Stratégie pour le calcul numérique

Différentes stratégies, pour le calcul des coefficients de diffusion de la sphère stratifiée éclairée par une onde plane, ont été développées par différents auteurs. Nous suivrons ici principalement celle de Wu et Wang [157]. Néanmoins d'autres méthodes sont possibles telles que celle développée par Bhandari [154] et reprise par Kai et al [155]. Rappelons que quelle que soit la méthode retenue et ses performances, elle ne saurait limiter l'importance de la généralité des résultats que nous avons établis dans ce chapitre.

Les fonctions de Riccati-Bessel ont un comportement asymptotique tel que, même pour des paramètres de taille "raisonnables", leur module peut dépasser la capacité de calcul de tout ordinateur. Ce comportement est parfaitement connu des chercheurs qui travaillent sur le modèle de la sphère homogène. Néanmoins, du fait de l'utilisation de relations de récurrence pour déduire les coefficients de diffusion, les calculs pour la sphère stratifiée y sont encore bien plus sensibles. Aussi, une attention particulière doit être développée afin d'éliminer, dans les expressions analytiques utilisées pour calculer ces coefficients, toute source d'erreur numérique. Pour ceci, les

relations (10.85)-(10.88) doivent être impérativement remaniées. Plutôt que de calculer directement les fonctions de Ricatti-Bessel, on peut introduire leur dérivée logarithmique, calculée de manière récurrente. Les dérivées logarithmiques sont notées ici par:

$$D_n^1(x) = \frac{\Psi_n'(x)}{\Psi_n(x)}, \quad D_n^2(x) = \frac{\chi_n'(x)}{\chi_n(x)}, \quad D_n^3(x) = \frac{\xi_n'(x)}{\xi_n(x)} \quad (10.103)$$

A partir des définitions précédentes, on peut reformuler les relations de récurrence (10.85) et (10.88). Les coefficients de diffusion  $A_n^m$  et  $B_n^m$  s'écrivent alors:

Pour  $A_n^m$ :

$$\left\{ \begin{array}{l} e_{1n}^m = 0, \quad R_{1n} = -\frac{e_{1n}^m}{c_{1n}^m} = 0, \quad H_n(x_1) = D_n^1(x_1) \\ R_{jn} = \frac{\Psi_n(M_j x_{j-1})}{\chi_n(M_j x_{j-1})} \cdot \frac{M_{j-1} U_j H_n(x_{j-1}) - M_j U_{j-1} D_n^1(M_j x_{j-1})}{M_{j-1} U_j H_j(x_{j-1}) - M_j U_{j-1} D_n^2(M_j x_{j-1})} \\ H_n(x_j) = \frac{\Psi_n(x_j)}{\chi_n(x_j)} \cdot \frac{D_n^1(x_j)}{\frac{\Psi_n(x_j)}{\chi_n(x_j)} - R_{jn}} - \frac{R_{jn} D_n^2(x_j)}{\frac{\Psi_n(x_j)}{\chi_n(x_j)} - R_{jn}}, \quad j = 2, \dots, L \end{array} \right. \quad (10.104)$$

$$A_n^m = g_{n,TM}^m \cdot \frac{\Psi_n(M_L x_L)}{\xi_n(M_L x_L)} \cdot \frac{M_L H_n(x_L) - U_L D_n^1(M_j x_L)}{M_L H_n(x_L) - U_L D_n^3(M_L x_L)} \quad (10.105)$$

Pour  $B_n^m$ :

$$\left\{ \begin{array}{l} f_{1n}^m = 0, \quad Q_{1n} = -\frac{f_{1n}^m}{d_{1n}^m} = 0, \quad K_n(x_1) = D_n^1(x_1) \\ Q_{jn} = \frac{\Psi_n(M_j x_{j-1})}{\chi_n(M_j x_{j-1})} \cdot \frac{M_j U_{j-1} K_n(x_{j-1}) - M_{j-1} U_j D_n^1(M_j x_{j-1})}{M_j U_{j-1} K_j(x_{j-1}) - M_{j-1} U_j D_n^2(M_j x_{j-1})} \\ K_n(x_j) = \frac{\Psi_n(x_j)}{\chi_n(x_j)} \cdot \frac{D_n^1(x_j)}{\frac{\Psi_n(x_j)}{\chi_n(x_j)} - Q_{jn}} - \frac{Q_{jn} D_n^2(x_j)}{\frac{\Psi_n(x_j)}{\chi_n(x_j)} - Q_{jn}}, \quad j = 2, \dots, L \end{array} \right. \quad (10.106)$$

$$B_n^m = g_{n,TM}^m \cdot \frac{\Psi_n(M_L x_L)}{\xi_n(M_L x_L)} \cdot \frac{U_L K_n(x_L) - M_L D_n^1(M_j x_L)}{U_L K_n(x_L) - M_L D_n^3(M_L x_L)} \quad (10.107)$$

### 10.6.2 Calcul des fonctions $D_n^1(z)$ , $D_n^2(z)$ , $D_n^3(z)$ , $\frac{\Psi_n(z)}{\chi_n(z)}$ , $\frac{\Psi_n(z)}{\xi_n(z)}$

Les fonctions  $D_n^l(z)$ , avec  $l = 1, 2, 3$ , et  $z = x + iy$  obéissent toutes les trois à la même relation de récurrence:

$$D_n^l(z) = \frac{1}{n/z - D_{n-1}^l(z)} - \frac{n}{z} \quad \text{avec } l = 1, 2, 3 \quad (10.108)$$

•  $D_n^1(x)$ : le calcul direct de  $D_n^1(x)$  par la relation de récurrence ascendante présentée ci-dessus est numériquement instable à mesure que l'ordre  $n$  augmente et dépasse une valeur,  $N_{stop}$ , voir Wu et Wang [157] et Bohren [71]. En inversant cette relation, on obtient une récurrence "descendante" qui, avec pour valeur initiale une valeur nulle imposée pour  $n > N_{max}$ , s'avère être stable:

$$D_{n-1}^1(z) = \frac{n}{x} - [D_n^1(z) + n/z] \quad (10.109)$$

D'après Bohren, la valeur de départ à prendre est telle que l'on pose  $D_n^1(z) = 0.0 + i0.0$  pour  $n = N_{max} + 1$ , où  $N_{max} = N_{stop} + 15$  représente l'ordre maximum de développement en série des champs,  $N_{stop}$  étant le terme correspondant à  $MAX(x_t + 4x_t^{1/3} + 2, M_j x_j)$ .

•  $D_n^2(z)$ : se calcule à partir de la relation de récurrence ascendante générale:

$$D_n^2(z) = \frac{1}{n/z - D_{n-1}^2(z)} - \frac{n}{z} \quad (10.110)$$

La valeur initiale peut s'écrire:  $D_0^2(z) = \frac{\sin z}{\cos z}$ . Mais cette forme peut poser des problèmes pour de grands paramètres de taille. On utilisera plutôt la forme:

$$D_0^2(z) = \frac{e^{iz} - e^{-iz}}{-i(e^{iz} + e^{-iz})} = i \frac{1 - (\cos 2x + i \sin 2x)e^{-2y}}{1 + (\cos 2x + i \sin 2x)e^{-2y}} \quad (10.111)$$

•  $D_n^3(z)$  se calcule à partir de la relation de récurrence ascendante générale:

$$D_n^3(z) = \frac{1}{n/z - D_{n-1}^3(z)} - \frac{n}{z} \quad \text{avec } D_0^3(z) = i \quad (10.112)$$

•  $\frac{\Psi_n(z)}{\chi_n(z)}$ : Les fonctions de Ricatti-Bessel obéissent aux deux lois de récurrence suivantes:

$$B_n'(z) + \frac{n}{z} B_n(z) = B_{n-1}(z) \quad \text{et} \quad B_n(z) = \frac{n}{z} B_{n-1}(z) - B_{n-1}'(z) \quad (10.113)$$

où  $B_n(z)$  représente  $\Psi_n(z)$ ,  $\xi_n(z)$ , ou  $\chi_n(z)$ . D'après ces relations, on trouve que l'on peut calculer par récurrence ascendante:

$$\frac{\Psi_n(z)}{\chi_n(z)} = \frac{\Psi_{n-1}(z)}{\chi_{n-1}(z)} \cdot \frac{D_n^2(z) + n/z}{D_n^2(z) + n/z} \quad (10.114)$$

avec comme valeur initiale:

$$\frac{\Psi_0(z)}{\chi_0(z)} = \frac{\sin z}{\cos z} = -D_0^2(z) \quad (10.115)$$

- $\frac{\Psi_n(z)}{\xi_n(z)}$ : D'après les relations générales, on trouve que l'on peut calculer ce rapport par récurrence ascendante:

$$\frac{\Psi_n(z)}{\xi_n(z)} = \frac{\Psi_{n-1}(z)}{\xi_{n-1}(z)} \cdot \frac{D_n^3(z) + n/z}{D_n^1(z) + n/z} \quad (10.116)$$

avec comme valeur initiale:

$$\frac{\Psi_0(z)}{\xi_0(z)} = \frac{\sin z}{\sin z - i \cos z} = \frac{1}{1 - [D_0^2(z)]^{-1}} \quad (10.117)$$

## 10.7 Résultats numériques

Les expressions analytiques précédentes ont été implémentées dans différents codes de calculs de diffusion de la lumière par les particules sphériques homogènes, étendant ces derniers aux particules sphériques stratifiées.

Quelques résultats numériques sur le calcul de *diagrammes de diffusion*, *courbes de pression de radiation*, *sections efficaces* et *signaux d'Anémométrie Phase Doppler* (chapitre suivant) sont présentés. Ils ont essentiellement pour but de montrer l'intérêt que peut avoir la nouvelle théorie développée et les outils numériques correspondants, pour la prédiction rigoureuse de certains phénomènes physiques.

### 10.7.1 Remarques sur le domaine de calcul, comparaisons avec la littérature

Malgré la reformulation des relations de récurrence permettant le calcul des coefficients de diffusion  $A_n$ ,  $B_n$ , les algorithmes actuels ne semblent pas pouvoir traiter tous les types de particules multicouches. Ils sont limités en nombre de couches et taille de particule, comme le montre la figure 10.2.

- La figure 10.2 compare les domaines de calcul de l'algorithme de Wu et Wang [157] et Kai et al<sup>3</sup> [156]. Les domaines de calcul possibles correspondent aux aires sous les courbes. Ceux-ci ont été déterminés pour le profil suivant:

$$\begin{cases} m_j = m_1 + 0.5(m_L - m_1)(1 - \cos \pi t), \\ x_j = x_1 + (x_L - x_1)(j - 1)/(L - 1), \\ t = (j - 1)/(L - 1), \quad j = 1, \dots, L, \\ m_1 = 1.41 + i0.0 \text{ et } m_L = 1.33 + i0.0, \\ x_1 = x_L/L \text{ et } x_L = \pi D/\lambda \end{cases} \quad (10.118)$$

Ce profil d'indice peut sembler insolite; il correspond néanmoins, selon Kai et al [156], à un profil simulant l'effet sur l'indice d'un refroidissement brutal d'une gouttelette préalablement chauffée. Ce profil a pour intérêt essentiel de permettre de confronter les résultats de notre code de calcul [21] avec ceux de Kai et al, dans un cas particulier: l'éclairement par une onde plane. Nous avons pris pour les constantes,  $\lambda = 0.5\mu m$ ,  $m_1 = 1.33$  et  $m_L = 1.41$ .

---

<sup>3</sup>Ce domaine a été tiré de la publication citée, les bornes du profil n'étaient pas précisées dans cette publication. Aussi nous avons pris celles correspondant aux différents exemples donnés par les auteurs.

La figure montre que le nombre de couches possible décroît très vite avec la taille des particules. Une particule de  $100\mu m$  peut ainsi n'être divisée qu'en deux couches. Alors que plusieurs centaines de niveaux de stratification peuvent être considérés pour des particules de quelques microns et une dizaine pour une particule de  $50 - 60\mu m$ . La nature du profil (linéaire,...) modifie également l'étendue de ces domaines.

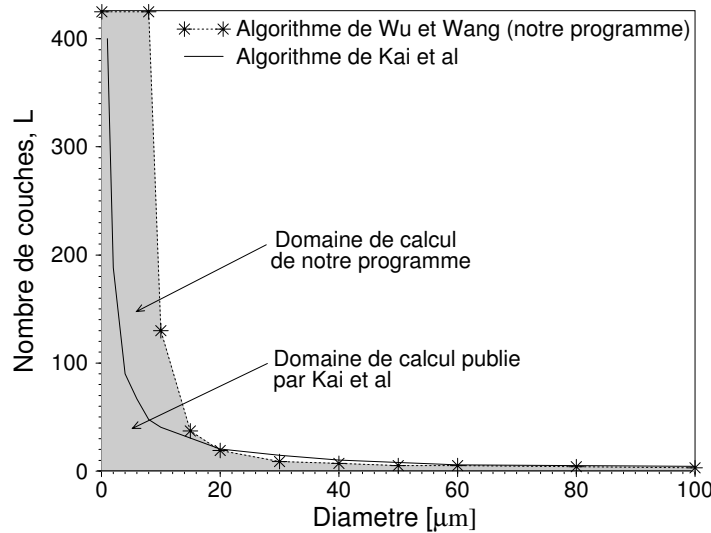


FIG. 10.2 - *Domaine de calcul des coefficients de diffusion externes de la sphère stratifiée éclairée par une onde plane, suivant deux algorithmes.*

Ces limites, qui découlent de l'instabilité des programmes de calcul des  $A_n$ ,  $B_n$  devront être reconsidérées dans le futur <sup>4</sup>. Les résultats théoriques de ce chapitre ne sont cependant pas limités par celles-ci, si ce n'est dans leur application.

- La figure 10.3 montre les diagrammes de diffusion, pour la polarisation parallèle, d'une particule constituée de  $100 (= L)$  couches avec le même profil que celui défini précédemment et  $x_L = 59.4$ . Deux types d'ondes incidentes, de longueur d'onde  $0.5145 \mu m$ , sont considérées: (i) une onde plane, (ii) une onde correspondant à un faisceau gaussien de diamètre au col égal au diamètre de la particule. La particule est localisée au centre du col du faisceau,  $X = Y = Z = 0$ .

Le résultat correspondant à l'éclairement par une onde plane, figure 10.3, semble tout à fait identique à celui publié par Kai et al [156], bien que ceux-ci ont utilisé pour ce profil 6000 couches au lieu de 100.

Cette comparaison conforte la validité de nos résultats et montre qu'une discrétisation en 100 couches semble suffisante pour modéliser la diffusion de ce type de particules. Remarquons qu'un découpage en 100 couches revient à utiliser un pas d'incrément sur le diamètre de la particule de moins d'un dixième de la longueur d'onde incidente...

<sup>4</sup>Voir la conclusion générale pour le domaine de calcul disponible au terme de cette thèse...

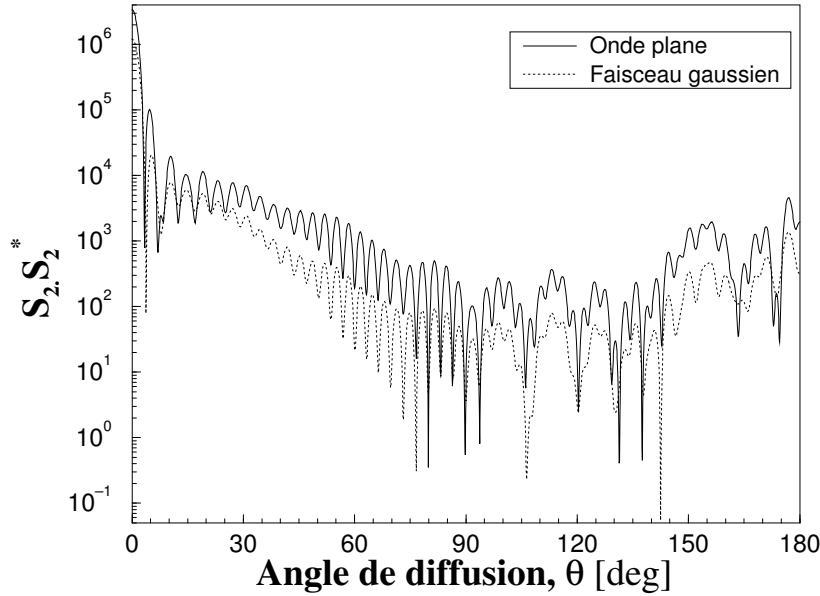


FIG. 10.3 - Diagrammes de diffusion pour la polarisation parallèle en fonction de l'angle  $\theta$ , la particule est définie par  $m_j = m_1 + 0.5(m_L - m_1)(1 - \cos \pi t)$ ,  $t = (j - 1)/(L - 1)$ ,  $j = 1, \dots, L$ ,  $m_1 = 1.43 + i0.0$ ,  $m_L = 1.33 + i0.0$  et  $x_j = x_1 + (x_L - x_1)(j - 1)/(L - 1)$ ;  $x_1 = 0.01x_L$ ,  $x_L = 59.4$ ,  $L = 100$ . L'onde incidente considérée est une onde plane ou un faisceau gaussien de diamètre au col égal au diamètre de la particule (la particule est centrée dans le faisceau).

### 10.7.2 Sections efficaces

• La figure 10.4 présente l'évolution des sections efficaces de diffusion ( $Q_s$ ), d'absorption ( $Q_a$ ) et d'extinction ( $Q_e$ ), pour un éclairage par une onde plane ( $\lambda = 0.6328\mu\text{m}$ ), correspondant au cas calculé par Kerker ([70], p206) et Wu et al [157]. La variable est ici le paramètre de taille de la couche externe de la particule. La particule est constituée d'un noyau de carbone ( $m_1 = 1.59 - 0.66i$ ) entouré d'une pellicule d'eau ( $m_2 = 1.33 + 0.0i$ ), avec  $q = r_2/r_1 = 0.833$ . On remarque que la section efficace d'extinction tend vers 2 quand le diamètre des particules devient très supérieur à la longueur d'onde. L'accord entre cette figure et celles publiées par Kerker et Wu et al, est parfait, validant ici encore dans le cas particulier de l'éclairage par une onde plane, les résultats de nos calculs.

### 10.7.3 Diagrammes de diffusion

• La figure 10.5 montre le diagramme de diffusion pour la polarisation parallèle d'une goutte d'eau ( $m_1 = 1.33 - 0.0i$ ), d'une sphère de carbone ( $m_1 = 1.6 - 0.59i$ ) et d'une particule sphérique constituée d'un coeur de carbone entouré par une pellicule d'eau. Le rapport du rayon du coeur au rayon total est égal à  $q = r_1/r_2 = 1/2$ . Les particules, localisées en  $X = Y = Z = 0$ , ont un diamètre extérieur de  $10\mu\text{m}$ .

Deux types d'ondes incidentes sont considérés: (i) une onde plane, (ii) une onde correspondant à un faisceau gaussien de diamètre au col  $20\mu\text{m}$ . Pour les deux cas, le champ électrique est parallèle à l'axe ( $OX$ ) et la longueur d'onde est de  $0.6328\mu\text{m}$ .

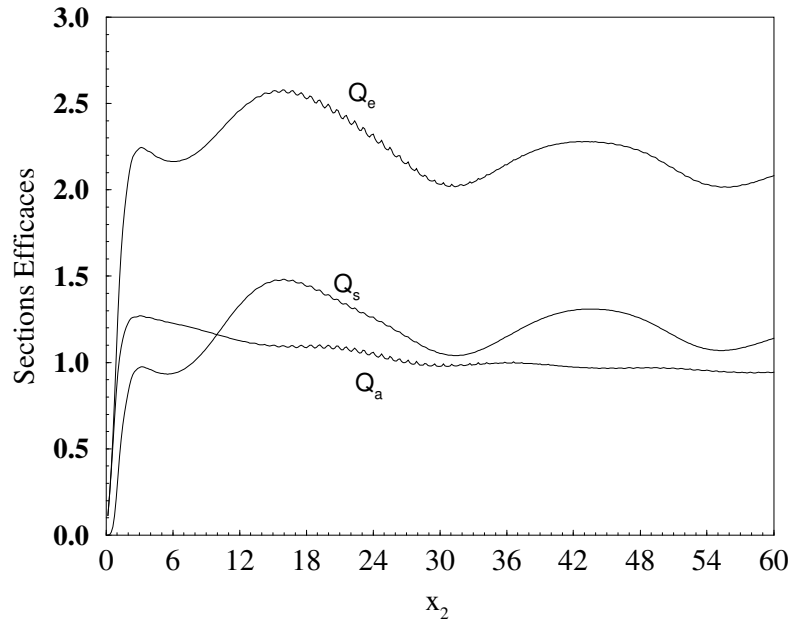


FIG. 10.4 - Sections efficaces de diffusion ( $Q_s$ ), d'absorption ( $Q_a$ ), d'extinction ( $Q_e$ ),  $m_1 = 1.59 - 0.66i$ ,  $m_2 = 1.33 + 0.0$ ,  $q = 0.833$ ,  $\lambda = .6328\mu$

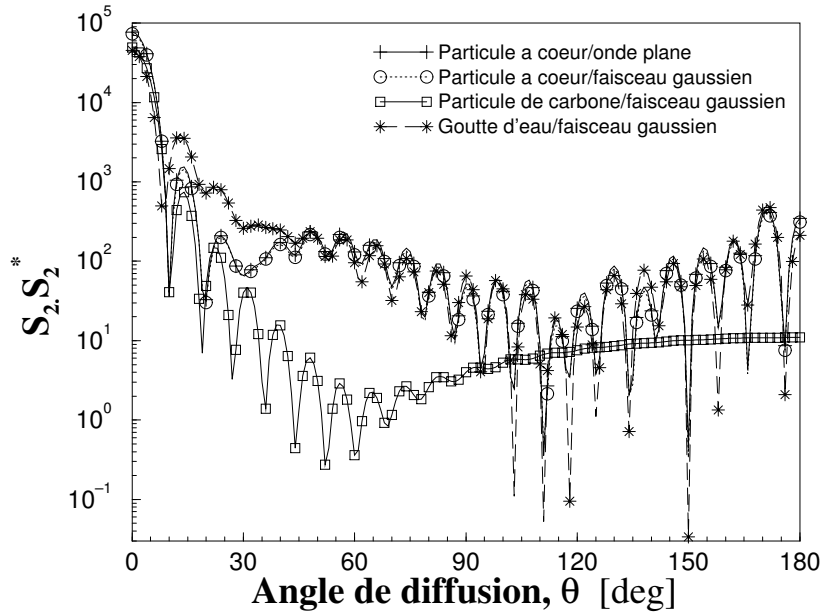


FIG. 10.5 - Diagramme de diffusion pour la polarisation parallèle d'une particule de carbone entourée d'une pellicule d'eau ( $q = 1/2$ ), éclairée par une onde plane et un faisceau gaussien. Avec,  $\lambda = 0.6328\mu\text{m}$ ,  $2\omega_0 = 20\mu\text{m}$ ,  $d = 10\mu\text{m}$ ,  $X = 0$ ,  $Y = 0$ ,  $Z = 0$ ,  $m_1 = 1.333 + 0.0i$ ,  $m_2 = 1.6 + 0.59i$

On remarque que l'influence du profil gaussien sur le diagramme de diffusion est faible par rapport à celui obtenu avec une onde plane.

Le diagramme de diffusion de la sphère à coeur est intermédiaire entre ceux des deux sphères homogènes. Néanmoins, vers l'avant, pour un angle de diffusion  $< 20 - 25^\circ$ , le diagramme de diffusion de la sphère à coeur est plus proche de celui de la sphère de carbone. Alors que pour un angle de diffusion supérieur à  $45^\circ$ , il est plus proche de celui de la goutte d'eau. Ce comportement peut être expliqué qualitativement de la façon suivante:

- Vers l'avant ( $\theta < 20^\circ$ ), la contribution de la diffraction à la diffusion est indépendante du matériau de la particule et les rayons réfractés à l'intérieur de la particule ont des paramètres d'impact très faibles. Ces rayons interagissent avec le coeur de carbone, qui est absorbant. Le diagramme de diffusion correspond ainsi dans cette gamme angulaire, à celui d'une particule de carbone.

- Pour les angles de diffusion plus importants ( $\theta > 45^\circ$ ), la contribution en terme d'intensité, à la diffusion de la lumière, est due à des rayons ayant de grands paramètres d'impact, et donc pour la réfraction à des rayons voyageant dans le manteau d'eau de la particule, sans être absorbés. La particule à coeur a pour ces angles des propriétés diffusives similaires à celles de la goutte d'eau homogène.

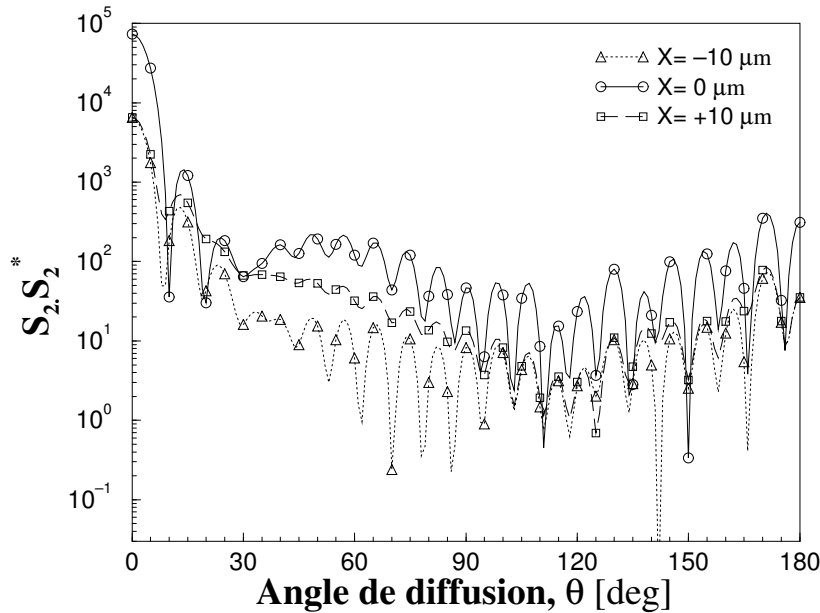


FIG. 10.6 - Diagramme de diffusion pour la polarisation parallèle d'une particule de carbone entourée d'une pellicule d'eau ( $q = 1/2$ ), éclairée par un faisceau gaussien, en fonction de sa position suivant ( $OX$ ). Avec  $\lambda = 0.6328\mu\text{m}$ ,  $2\omega_0 = 20\mu\text{m}$ ,  $D = 10\mu\text{m}$ ,  $Y = 0$ ,  $Z = 0$ ,  $m_1 = 1.333 + 0.0i$ ,  $m_2 = 1.6 - 0.59i$

- La figure 10.6 présente l'évolution du diagramme de diffusion, pour la polarisation parallèle, de la particule à coeur de carbone précédente, dans le cas d'un éclairage par le même faisceau gaussien, mais pour trois positions de celle-ci et donc par rapport au faisceau. La particule est placée successivement sur le bord du faisceau à  $1/e^2$  sur ( $OX$ ) et en son centre ( $X = Y = Z = 0$ ).



Lorsque ( $X = \pm 10\mu m$ ), l'influence du profil d'intensité gaussien du faisceau sur le diagramme de diffusion est manifeste, alors que pour  $X = 0$  on retrouve le même type de courbe que dans la figure précédente.

- Pour  $X = -10\mu m$ , le faisceau éclaire la particule essentiellement du côté où l'on "observe" l'amplitude diffusée. Entre  $20^\circ < \theta < 100^\circ$ , le diagramme de diffusion est assez proche dans ses évolutions de celui de la goutte d'eau.

L'indice des matériaux considérés est supérieur à un. D'après l'optique géométrique, la réflexion est donc le processus principal de diffusion observé dans ce demi-espace. Elle s'effectue sur le manteau d'eau. On remarque par ailleurs que pour  $30 < \theta < 80deg$ , les oscillations, qui sont dues dans le cas de la particule d'eau à l'interférence entre la réflexion et la réfraction, ont ici disparu puisqu'un des processus interférant (la réfraction) n'intervient que très peu dans l'intensité diffusée dans cet espace.

- Pour  $X = +10\mu m$ , le faisceau éclaire la particule essentiellement du côté opposé à celui où l'on "observe" l'amplitude diffusée. Le diagramme obtenu est intermédiaire entre les deux précédents.

#### 10.7.4 Pression de radiation

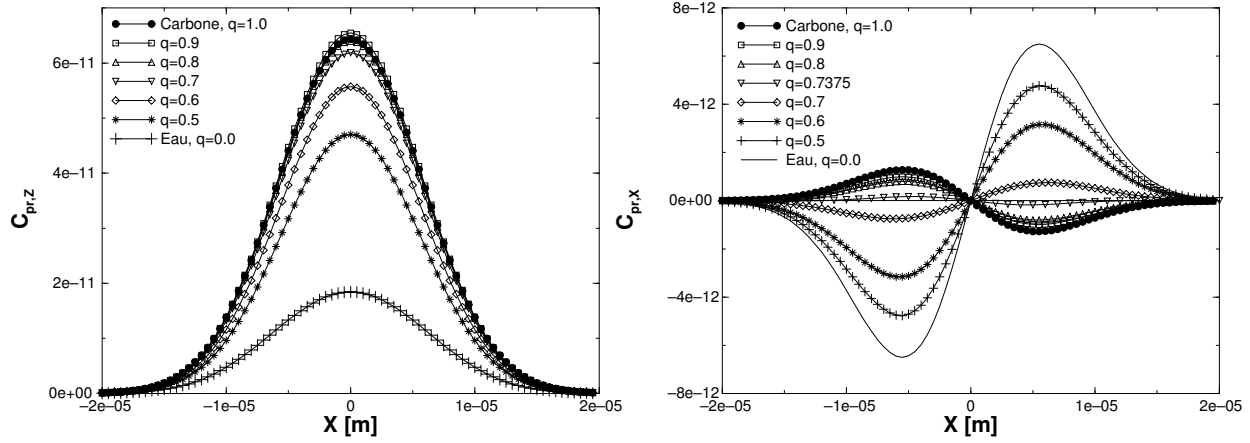
- La figure 10.7a) présente, pour une particule donnée, la section efficace de pression de radiation suivant la direction  $OZ$  ( $C_{pr,Z}$ ), en fonction de sa position suivant  $OX$ , dans le plan du col du même faisceau que celui décrit dans les figures précédentes. Différentes particules à coeur de carbone et entourées d'une pellicule d'eau sont considérées:  $q = 0.5, \dots, 0.9$ . Les cas limites, une goutte d'eau ( $q = 0$ ) et une sphère de carbone homogène ( $q = 1$ ), sont aussi considérés. Notons que ces deux cas ont été calculés avec un code TLMG pour sphère homogène [74]. Tous les autres paramètres sont identiques aux cas précédents exposés, figures 10.5 et 10.6.

$C_{pr,Z}$  est maximum pour  $X = 0$ , c'est à dire une position centrale de la particule dans le faisceau. La section efficace croît avec la taille du coeur des particules. Ceci peut être interprété de la manière suivante:

- Pour une particule avec un petit coeur absorbant, les rayons incidents sur la particule de faible paramètre d'impact sont essentiellement réfractés à travers celle-ci et lui donnent ainsi une faible quantité de mouvement suivant ( $OZ$ ), ou bien ils sont réfléchis. La figure 10.5, montre que le manteau d'eau accroît la rétro-diffusion (essentiellement due à la réflexion) qui correspond à un coefficient de transfert maximal de quantité de mouvement à la particule. Aussi, nous pouvons constater deux effets compétitifs pour le transfert de quantité de mouvement, du faisceau vers la particule suivant ( $OZ$ ):

- Pour les particules avec un coeur important, les rayons de faible paramètre d'impact sont essentiellement absorbés, donnant une quantité de mouvement importante à la particule dans la direction ( $OZ$ ). De plus, la pellicule d'eau contribue à augmenter la rétro-diffusion et donc la pression de radiation dans l'axe du faisceau.

L'explication faite ci-dessus est essentiellement qualitative et doit être approfondie. Elle semble néanmoins expliquer pourquoi, dans la figure 10.7,  $C_{pr,Z}$  est plus important pour la particule définie par  $q = 0.9$  que dans le cas de la sphère de carbone: l'existence d'une fine pellicule autour de la sphère de carbone semble augmenter l'efficacité du transfert de quantité



(a) Section efficace de pression de radiation,  $C_{pr,Z}$ , suivant ( $OZ$ ), pour différentes valeurs de  $q$ , éclairé par un faisceau gaussien. (b) Section efficace de pression de radiation,  $C_{pr,X}$ , suivant ( $OX$ ), pour différentes valeurs de  $q$ , éclairé par un faisceau gaussien.

FIG. 10.7 - Avec  $\lambda = 0.6328\mu m$ ,  $2\omega_0 = 20\mu m$ ,  $d = 10\mu m$ ,  $Y = 0$ ,  $Z = 0$ ,  $m_1 = 1.333 + 0.0i$ ,  $m_2 = 1.6 + 0.59i$ .

de mouvement suivant ( $OZ$ ), du faisceau à la particule.

Afin de vérifier que ce résultat ne provient pas d'un problème numérique, nous avons calculé le diagramme de diffusion correspondant à une particule pour laquelle  $q = 0.999$ . Dans ce cas, la pression de radiation était quasiment identique à celle de la sphère de carbone homogène.

- La figure 10.7 b) présente, pour une particule donnée, l'évolution de la section efficace de pression de radiation,  $C_{pr,X}$ , en fonction de sa position suivant la direction de polarisation ( $OX$ ) du même faisceau que précédemment.

La force correspondant à  $C_{pr,X}$  dans le cas où  $q = 1.0$ , c'est à dire d'une particule de carbone (essentiellement réfléchissante), tend à pousser la particule en dehors du faisceau, alors que dans le cas de la goutte d'eau,  $q = 0.0$ , cette force tend à maintenir la goutte au centre du faisceau,  $X = 0$ . Ces effets sont connus pour les particules homogènes depuis Ashkin [163, 74].

La pression de radiation pour les particules à deux couches est intermédiaire entre les deux cas limites. Avec un cas intéressant pour  $q = 0.7375$ , où le diagramme tend vers une forme plane, caractéristique d'une force transverse nulle.

- La figure 10.8 montre l'évolution de la section efficace de pression de radiation transverse  $C_{pr,X}$ , en fonction de la position suivant ( $OX$ ), d'une sphère d'indice  $m = 1.2$ , ayant un coeur d'air, avec ( $q = 0.95$ ). Les autres paramètres du calcul sont identiques au cas précédent.

Le diagramme de  $C_{pr,X}$  présente quatre extrêma au lieu des deux observés dans les cas précédents. Il correspond typiquement au diagramme de  $C_{pr,X}$  d'une particule réfléchissante pour  $2.10^{-6} m < |X| < 4.10^{-6} m$  et à celui d'une particule réfractante pour  $-4.10^{-6} m < X < 4.10^{-6} m$ . Le centre du faisceau est hautement instable pour la particule, c'est à dire la pression de radiation transverse s'oppose à ce que la particule occupe le centre du faisceau. En revanche, elle tend à la maintenir en  $X = \pm 8.10^{-6} m$ , à savoir qu'il existe deux positions stables

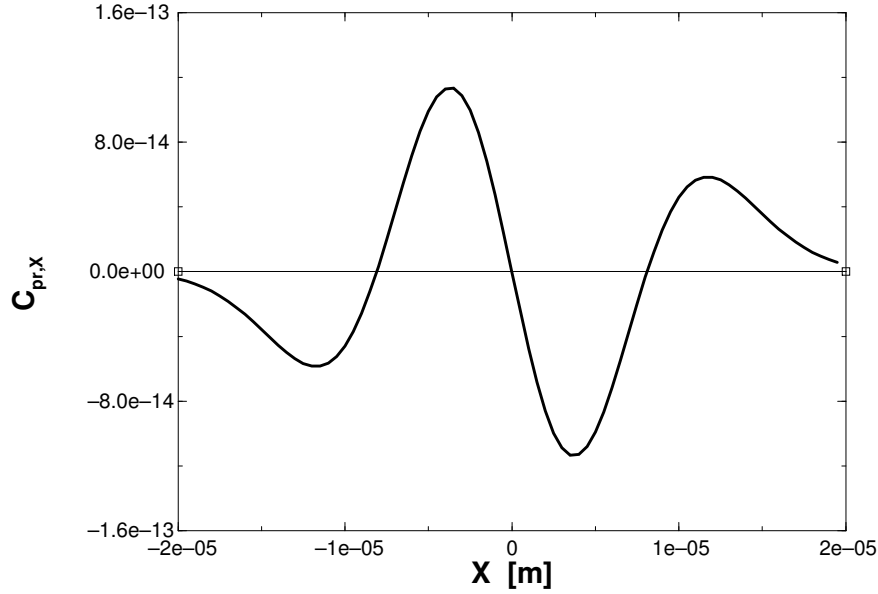


FIG. 10.8 - *Section efficace de pression de radiation,  $C_{pr,X}$ , suivant  $(OX)$ , pour une particule bicouche telle que  $q = 0.95$ ,  $d = 10\mu m$ ,  $m_1 = 1.0 + 0.0i$ ,  $m_2 = 1.2 + 0.0i$ , localisée au col d'un faisceau laser  $Y = 0$ ,  $Z = 0$  avec  $\lambda = 0.6328\mu m$ ,  $2\omega_0 = 20\mu m$ .*

pour cette particule, sur l'axe  $(OX)$ .

## 10.8 Conclusion

Dans ce chapitre, la théorie de la diffusion électromagnétique de la lumière par une sphère stratifiée ("multicouches") éclairée par un faisceau de forme arbitraire a été établie, généralisant (i) la théorie de l'interaction entre une sphère homogène et un faisceau de forme arbitraire (TLMG) et (ii) la théorie de l'interaction entre une sphère stratifiée et une onde plane. Il a ainsi été montré que, dans le cadre du formalisme de la (TLMG) où je me suis placé, les coefficients de forme des faisceaux peuvent être découplés des coefficients de diffusion externes et internes du modèle de la sphère stratifiée.

Ce travail analytique m'a également permis d'étendre les codes de calculs, précédemment développés par le laboratoire pour la sphère homogène, au cas de la sphère multicouches. Différents résultats numériques, portant sur les diagrammes de diffusion, les sections efficaces, la pression de radiation, sont présentés pour différents types de sphères stratifiées.

Les perspectives sur le développement des outils présentés dans ce chapitre sont à présent essentiellement numériques. En effet, l'applicabilité des outils développés n'est limitée que par les difficultés numériques liées au calcul des coefficients de diffusion de la sphère stratifiée éclairée par une onde plane (voir la conclusion générale).

# Chapitre 11

## Les particules sphériques non-homogènes

### 11.1 Introduction

Les particules sphériques inhomogènes sont classées dans ce chapitre en trois groupes: les particules à coeur, les particules multicouches et les particules hétérogènes. Pour l'étude des deux premiers groupes, l'application des outils théoriques et numériques développés dans le chapitre précédent nous permettra d'avoir une approche théorique rigoureuse. Pour le troisième groupe, notre approche sera exclusivement expérimentale.

Compte tenu de l'étendue du domaine couvert par l'intitulé de ce chapitre, le but de celui-ci n'est pas d'être exhaustif, mais simplement de présenter les outils et solutions que j'ai mis en oeuvre pour étendre l'Anémométrie Phase Doppler à la mesure de ce type de particules.

### 11.2 Sphères à coeur absorbant

#### 11.2.1 Introduction

Un effort particulier est actuellement effectué par plusieurs équipes pour étendre l'Anémométrie Phase Doppler (APD) [46, 164] et d'autres techniques optiques [124] à la mesure des particules à coeur. Le but principal de celles-ci est de permettre la mesure du diamètre extérieur de ces particules et donc de minimiser autant que possible l'influence du coeur sur la mesure de la taille totale des particules. Cependant, dans le domaine de la combustion par exemple, les particules à coeur (cénosphères, goutte de liquides non-miscibles,...) sont souvent perçues comme une source de pollution, de combustion incomplète. Le diagnostic de la présence d'un coeur à l'intérieur de ces particules est donc de première importance. Aussi l'objet de cette section est de montrer qu'il est possible d'obtenir une information sur la taille de ce coeur par APD.

Les particules considérées peuvent être classées selon quatre types:

1. Les particules à coeur absorbant et à manteau transparent. Celles-ci modélisent, par exemple, les cénosphères en formation [137, 138, 23], les cellules biologiques [165, 22].

2. Les particules à coeur et manteau absorbant. Celles-ci peuvent également modéliser les cénosphères, des mélanges de fiouls absorbants [156].
3. Les particules à coeur transparent et manteau absorbant.
4. Les particules à coeur et manteau transparent. Celles-ci peuvent modéliser, par exemple, des "bulles" de verre [46]. Ces particules sont utilisées par L'Anémométrie Laser Doppler pour effectuer des mesures de vitesse sur des particules de surface importante et d'inertie très faible.

Dans le cadre de cette thèse, je me suis intéressé au cas des particules à coeur absorbant et manteau transparent [26]. L'approche développée est basée sur l'utilisation de l'influence d'un gradient d'éclairage sur ces particules et correspond au travail présenté dans [23, 21]. Un travail plus exhaustif à été récemment effectué dans le cadre du stage de D.E.A de D. Blondel [32, 25].

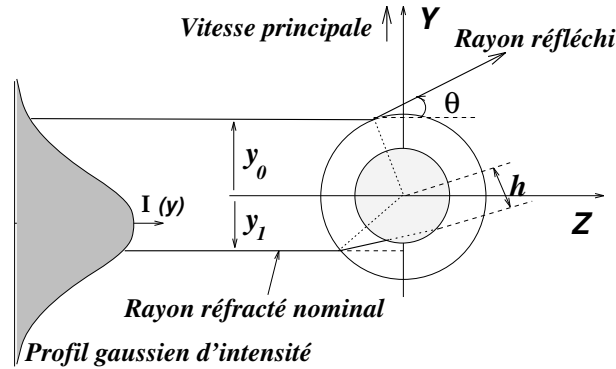


FIG. 11.1 - *Processus de diffusion simplifié d'une particule réfractante à coeur. La distance  $h$  représente le rayon maximum du coeur pour lequel le rayon réfracté dans la direction  $\theta$ , de paramètre d'impact  $y_1$ , n'est pas dévié par le coeur.*

### 11.2.2 Principe de l'approche développée

La Technique des Deux Bouffées (TDB) (voir les chapitres 7 et 8) [16, 18] permet de séparer dans le temps les lumières réfléchi et réfractée par les particules. La lumière réfléchi ne pénètre pas les particules. Ce processus de diffusion est donc a priori un bon candidat pour obtenir une mesure du diamètre extérieur d'une particule à coeur, figure 11.1. La lumière réfractée pénètre les particules, et doit donc interagir, dans certaines conditions, avec le noyau et ainsi véhiculer une information sur celui-ci. On peut aisément imaginer que cette interaction est très complexe. Aussi, avant de la détailler, on peut définir un critère basé sur l'Optique Géométrique (O.G) permettant de déterminer quand il y a interaction.

- Sur la figure 11.1,  $y_0$  et  $y_1$  représentent les paramètres d'impact des rayons réfléchi et réfracté qui sont diffusés dans le cas d'une particule homogène d'indice  $m_2$  (manteau pour une particule à coeur), dans la direction  $\theta$ . La distance  $h$  représente la distance minimale au centre de la particule à laquelle passe le rayon réfracté dans cette direction. Elle indique donc la taille

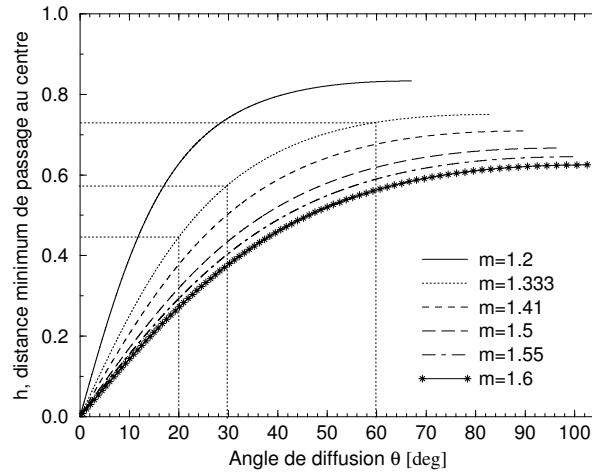


FIG. 11.2 - Evolution de la distance  $h$  en fonction de l'indice du manteau et de l'angle de collection du signal.

maximale du coeur pour laquelle le rayon réfracté dans la direction  $\theta$  n'est pas dévié par celui-ci (chapitre 1).

- La figure 11.2 présente l'évolution de cette distance en fonction de l'indice du manteau de la particule ( $m_2$ ) et de l'angle de diffusion (chapitre I).

L'interaction de la réfraction "simple" avec le coeur d'une particule est d'autant plus probable que l'indice du manteau de la particule est élevé et que l'angle de diffusion ( $\approx$  hors-axe) est faible. Pour une collection à  $20^\circ$  et un indice  $m_2 = 1.33$  par exemple,  $h$  est égale à 0.436. La réfraction collectée à  $20^\circ$  n'a donc pas suivant l'O.G d'interaction avec un coeur de diamètre inférieur à 43.6% du diamètre extérieur de la particule.

### 11.2.3 Granulométrie de particules à coeur absorbant par APD

Les particules à coeur absorbant modélisent entre autres, les cénosphères. Ce type de particules apparaît dans certaines conditions, lors de la combustion de fiouls lourds riches en asphaltes et pose de gros problèmes de pollution [137, 138, 26]. Elles peuvent être modélisées au début de leur formation par une goutte liquide possédant un noyau carboné.

Nous les assimilons, pour évaluer leur détectabilité par APD, à des gouttes d'eau ( $m = 1.33$ ) possédant un coeur de carbone ( $m_1 = 1.59 - 0.66i$ ), et ceci, pour 7 rapports de taille entre les rayons extérieur et intérieur des particules:  $q = r_2/r_1 = 0, 0.1, 0.3, 0.5, 0.7, 0.9, 1.0$ , voir la figure 11.3.

Les paramètres optiques du système phase Doppler simulé sont identiques à ceux décrits dans l'annexe B du chapitre 2, excepté que le diamètre de la sonde est ici de seulement  $2\omega_0 = 20\mu m$ , avec la direction des particules suivant une géométrie Modifiée Standard. Le facteur de conversion de la phase mesurée est, dans ces conditions, pour la réfraction ( $m = 1.33$ ) de  $1.96^\circ/\mu m$  et de  $2.45^\circ/\mu m$  pour la réflexion.

- La figure 11.4 présente en (a) l'évolution de l'intensité du signal phase Doppler provenant du détecteur  $D1$  et en (b) l'évolution de la différence de phase correspondante. Ces évolutions sont données en fonction de la position des particules suivant l'axe ( $OY$ ). Pour une géométrie

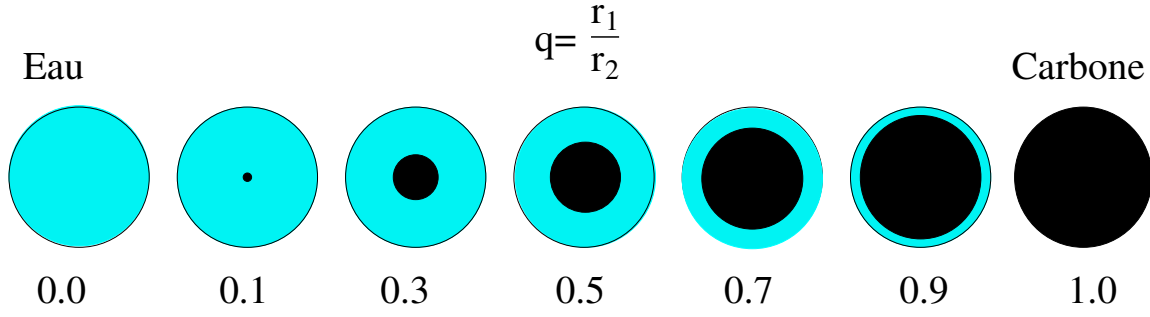


FIG. 11.3 - Les particules considérées pour ces premières simulations sont des gouttes d'eau possédant un coeur de carbone.

Standard Modifiée (SM). Le rapport diamètre extérieur/diamètre de coeur intervient en paramètre. Le diamètre extérieur des particules est fixé à  $D_2 = 60\mu m$ . La longueur d'onde est de  $0.6328\mu m$  et la collection est faite à  $30^\circ$ .

Les évolutions d'intensité des signaux phase Doppler diffèrent suivant les particules. Celles de

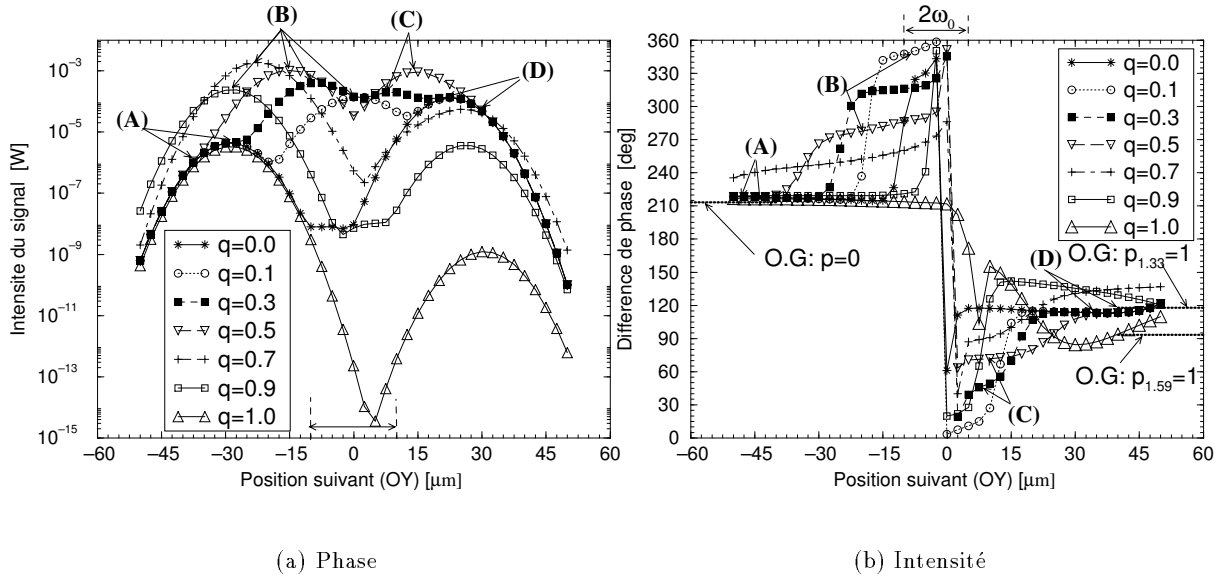


FIG. 11.4 - (a) Evolution de phase et (b) d'intensité des signaux phase Doppler correspondant aux différentes particules à coeur lors de leur "traversée" du volume de mesure,  $D_2 = 60\mu m$ ,  $2\omega_0 = 20\mu m$ .

la sphère de carbone ( $q = 1$ ) et de la goutte d'eau ( $q = 0$ ) présentent deux maxima d'intensité. Pour la goutte d'eau, la réflexion simple sur le manteau extérieur a lieu lorsqu'elle se trouve autour de  $Y \approx -30\mu m$ , alors que la réfraction simple est maximale pour  $Y \approx 25\mu m$ . Il en est quasiment de même pour la sphère de carbone bien que le signal réfracté soit légèrement décalé et beaucoup moins intense (absorption).

Lorsqu'un coeur est présent dans la particule, de nouveaux maxima apparaissent. Ils ont

des positions intermédiaires entre celles du processus de diffusion par réflexion simple et réfraction simple. Les maxima pour  $q = 0.3$ , par exemple, sont au nombre de quatre et localisés en  $Y \approx -30, -10, 10, 23\mu m$ .

La position des maxima évolue avec le rayon du coeur. Pour le deuxième maxima d'abscisse négative par exemple, sa position s'approche de celui de la réflexion simple au fur et à mesure que  $q$  croît. Elle passe successivement en  $Y \approx 0, -10, -15, -23, -27\mu m$  pour  $q = 0.1, 0.3, 0.5, 0.7, 0.9$ .

Les évolutions de phase des signaux phase Doppler, figure (b), diffèrent également de manière importante suivant les particules considérées. Pour la goutte d'eau et la sphère de carbone, on observe la présence de deux plateaux que nous attribuons à la réflexion simple  $Y < 0 \mu m$  et à la réfraction simple  $Y > 0 \mu m$ . Remarquons que sur la figure (b) est également représentée sous forme de segments la phase prédite par l'O.G, pour la réflexion et la réfraction pour le carbone et l'eau. La présence d'un coeur dans les particules se traduit par l'apparition de "plateaux" supplémentaires dans le diagramme de phase. Ainsi l'évolution de phase du signal de la particule définie par  $q = 0.5$  présente quatre plateaux; (A):  $Y < -40\mu m$  avec  $\phi_{13} \approx 215^\circ$ ; (B):  $Y = (-27, -3)\mu m$  avec  $\phi_{13} \approx 285 - 265^\circ$ , (C):  $Y = (5, 17)\mu m$  avec  $\phi_{13} \approx 70^\circ$ , (D):  $Y > 30\mu m$  avec  $\phi_{13} \approx 120^\circ$ . La hauteur des plateaux est également fonction des particules considérées. Par exemple, la hauteur du deuxième plateau d'abscisse négative (B) décroît de façon monotone avec les valeurs de  $q$  croissantes.

Si l'on interprète ce plateau (B) comme résultant d'un phénomène de réflexion sur le coeur qui émerge dans la direction des détecteurs (voir plus loin), on peut obtenir le tableau 11.1.

Valeurs nominales		Phase OG, ( $p = 0$ )	Phase TLMG	Taille du coeur
$q = D_1/D_2$	$D_1 [\mu m]$	[deg]	[deg]	$D_1 [\mu m]$
0.1	<b>6.0</b>	345.3	349.1	<b>2.0(4.5)</b>
0.3	<b>18.0</b>	315.9	316.0	<b>18.3(18.0)</b>
0.5	<b>30.0</b>	286.6	282.3	<b>31.9(31.9)</b>
0.7	<b>42.0</b>	257.2	215.7	<b>44.9(44.5)</b>
0.9	<b>54.0</b>	227.8	218.5	<b>57.4(58.0)</b>

TAB. 11.1 - Comparaison des tailles nominales et de celles extraites des évolutions de phase des signaux phase Doppler simulés par TLMG, pour la taille du coeur et la taille extérieure des particules (valeur nominale:  $D_2 = 60\mu m$ ).

Dans le tableau 11.1, la première colonne indique le rapport taille du coeur/taille extérieure considéré. La deuxième colonne indique la taille du coeur correspondant à un diamètre extérieur  $D_2 = 60\mu m$ . La troisième colonne indique la phase prédite par l'O.G pour la lumière réfléchiée par une particule de taille égale au coeur (donnée par la deuxième colonne). La quatrième colonne indique la hauteur du plateau de la phase déterminée à partir de la figure 11.4 (b) (prédite par TLMG), lorsque la phase est prélevée au milieu du plateau (B). La dernière colonne indique la taille obtenue si l'on interprète la phase de la quatrième colonne comme un processus de réflexion. La valeur entre parenthèses indique la taille obtenue si l'on ne prélève plus la phase



TLMG au milieu du plateau de phase mais autour de la position du maximum d'intensité correspondant, figure 11.4 (a).

La similitude entre les tailles nominales du coeur et celles obtenues dans la dernière colonne du tableau 11.1 nous permet de conclure, dans un premier temps, que:

- **Le deuxième maximum d'intensité et le plateau de phase (B), d'abscisse négative, correspondent à une réflexion sur le coeur des particules. Ils permettent d'obtenir directement la taille du coeur contenu par la particule "détectée".** L'intensité correspondant à cette zone du signal assure une bonne détectabilité de ce processus de diffusion.

- **La phase du premier plateau de phase, d'abscisse négative (A),** correspond à la réflexion simple sur le manteau de la particule. En effet, les courbes d'évolution de phase de la TLMG tendent toutes vers la valeur prédite par O.G, ce qui **permet en théorie d'obtenir directement la taille extérieure de la particule.** Le tableau 11.2 indique les tailles obtenues lorsque la phase est prélevée au milieu du plateau de phase (A). Excepté pour le cas où  $q = 0.9$ , la mesure du diamètre extérieur de la particule obtenue est à mieux que 4%. Cependant, l'intensité de ce processus de diffusion est relativement faible comparée à celle de la réflexion sur le coeur, figure 11.4(a). Pour la particule de coeur  $q = 0.5$ , ce rapport d'intensité est de l'ordre de  $10^{-4}$  alors que pour celle de coeur  $q = 0.1$ , il est de  $10^{-1}$ , par exemple. En terme de dynamique sur l'intensité mesurable, un système phase Doppler doit pouvoir mesurer simultanément les deux types de diffusion évoqués pour la particule de  $q = 0.1$  mais pas pour celle de  $q = 0.5$ . Ici encore, la dynamique en intensité des processus est très importante.

- **Le deuxième plateau de phase d'abscisse positive (D)** correspond par comparaison avec les évolutions de phase de la goutte d'eau, à un phénomène de réfraction à travers le manteau d'eau. Pour  $q < 0.5$ , on constate que les évolutions de phase prédites par la TLMG tendent de manière parfaite vers celles de l'O.G. Cette limite,  $q = 0.5$ , est à rapprocher de la valeur de la taille de coeur critique prédite par O.G pour une collection à  $30^\circ$  et une réfraction dans l'eau:  $h = 0.56$ , figure 11.2. De ceci nous concluons que ce plateau de phase nous **donne directement la taille extérieure de la particule pour des tailles de coeur inférieures à  $\approx 0.5$ .** Le tableau 11.2 indique la taille de coeur obtenue par mesure de ce processus. Elle est obtenue à mieux que 5% pour  $q \leq 0.5$ .

- **Le premier plateau de phase d'abscisse positive (C)** est limité en étendue. Sa hauteur évolue de manière croissante avec la taille du coeur, excepté pour  $q = 0.9$ . L'interprétation de la valeur de ce plateau comme résultant d'un processus de réflexion sur le coeur (avec changement de signe de la phase: elle n'est plus à  $2\pi$  près) **permet de retrouver la taille extérieure de la particule.** Le tableau 11.2 indique la taille obtenue si on utilise le facteur de conversion de la réflexion.

• La figure 11.5 présente l'évolution du parcours des rayons incidents à la particule définie par  $q = 0.5$ , qui sont diffusés dans la direction des détecteurs. Ces simulations par "ray-tracing" sont le résultat du programme "Ray-tracing" [32]. Afin de faire correspondre ces simulations avec les précédentes, basées sur la TLMG, l'angle de diffusion considéré est de  $30^\circ$ . Un écart angulaire

Valeurs nominales		1er plat. (A)	2ème plat. (B)	1er plat. (C)	2ème plat. (D)
$q = D_2/D_1$	$D_1 [\mu m]$	$Y < 0, D_2 [\mu m]$	$Y < 0, D_1$	$Y > 0, D_1$	$Y > 0, D_2$
0.1	6.0	58.0	2.0	4.5	57.3
0.3	18.0	58.0	18.3	20.0	57.3
0.5	30.0	58.0	31.9	29.6	57.3
0.7	42.0	58.0	44.9	37.0	67.9 (-)
0.9	54.0	50.9 (-)	57.4	8.85 (-)	67.9 (-)

TAB. 11.2 - *Comparaison des tailles nominales et de celles extraites de tous les plateaux de phase des signaux phase Doppler simulés par TLMG. Le diamètre extérieur des particules est de  $D_2 = 60\mu m$ .*

à cette valeur de  $\pm 4.39^\circ$  a été toléré afin de simuler l'ouverture angulaire suivant ( $OY$ ) de la géométrie de la figure 11.4. Les calculs ont été effectués pour une particule de  $60\mu m$ , constituée d'un manteau d'eau et d'un coeur complètement réfléchissant avec  $q = 0.5$ .

Les huit figures,  $a), \dots, h)$  mettent en évidence les paramètres d'impact successifs (au cours de la trajectoire de la particule sur l'axe ( $OY$ )) pour lesquels la diffusion est faite dans la direction des détecteurs.

- En  $(a)$ , le phénomène de réflexion simple sur le manteau de la particule est mis en évidence. Il est le premier à apparaître dans le signal phase Doppler. Le paramètre d'impact de ces rayons  $Y = -28.9\mu m$  est très proche de celui déduit des maxima de la figure 11.4(a) et du plateau de phase (A) de la figure 11.4(b).
- En  $(b)$ , un phénomène de réfraction du quatrième ordre ( $p = 4$ ) est mis en évidence. Son paramètre d'impact est très proche de celui de la réflexion simple. Nous savons (chapitre 1) que ce type de processus de diffusion est d'intensité très faible en regard de la réflexion simple.
- En  $(c)$ , un phénomène de réflexion sur le coeur est mis en évidence. Son paramètre d'impact ( $Y = -18\mu m$ ) est très proche de celui que nous avons estimé pour le deuxième maximum d'intensité et plateau de phase (B) de la figure 11.4.
- En  $(d)$ , un phénomène de double réflexion sur le coeur est mis en évidence. Son paramètre d'impact ( $Y = -13.7\mu m$ ) est proche de celui de la réflexion précédente. Il est également proche de celui que nous avons estimé pour le deuxième maximum d'intensité et plateau de phase (B) de la figure 11.4.
- En  $(e)$ , un phénomène de triple réflexion sur le coeur est mis en évidence. Son paramètre d'impact ( $Y = -11\mu m$ ) est proche de celui des cas  $(c)$  et  $(d)$ .
- En  $(f)$ , un phénomène de triple réflexion sur le coeur est mis en évidence. Son paramètre d'impact ( $Y = 14.7\mu m$ ) est opposé aux précédents. Il est proche de celui estimé pour le troisième maximum et plateau (C) de la figure 11.4.

- En (g), un phénomène de double réflexion sur le coeur est mis en évidence. Son paramètre d'impact ( $Y = 17.7\mu m$ ) est proche de celui de la première double réflexion sur le coeur. Il est également très proche de celui estimé pour le troisième maximum et plateau (C) de la figure 11.4.
- En (h), le phénomène de simple réfraction à travers le manteau est mis en évidence. Son paramètre d'impact est tel que ( $Y = 24.1\mu m$ ). Il n'indique pas une zone de maximum sur la figure 11.4, mais le début du dernier plateau (D) de la phase pour la réfraction simple, figure 11.4b).

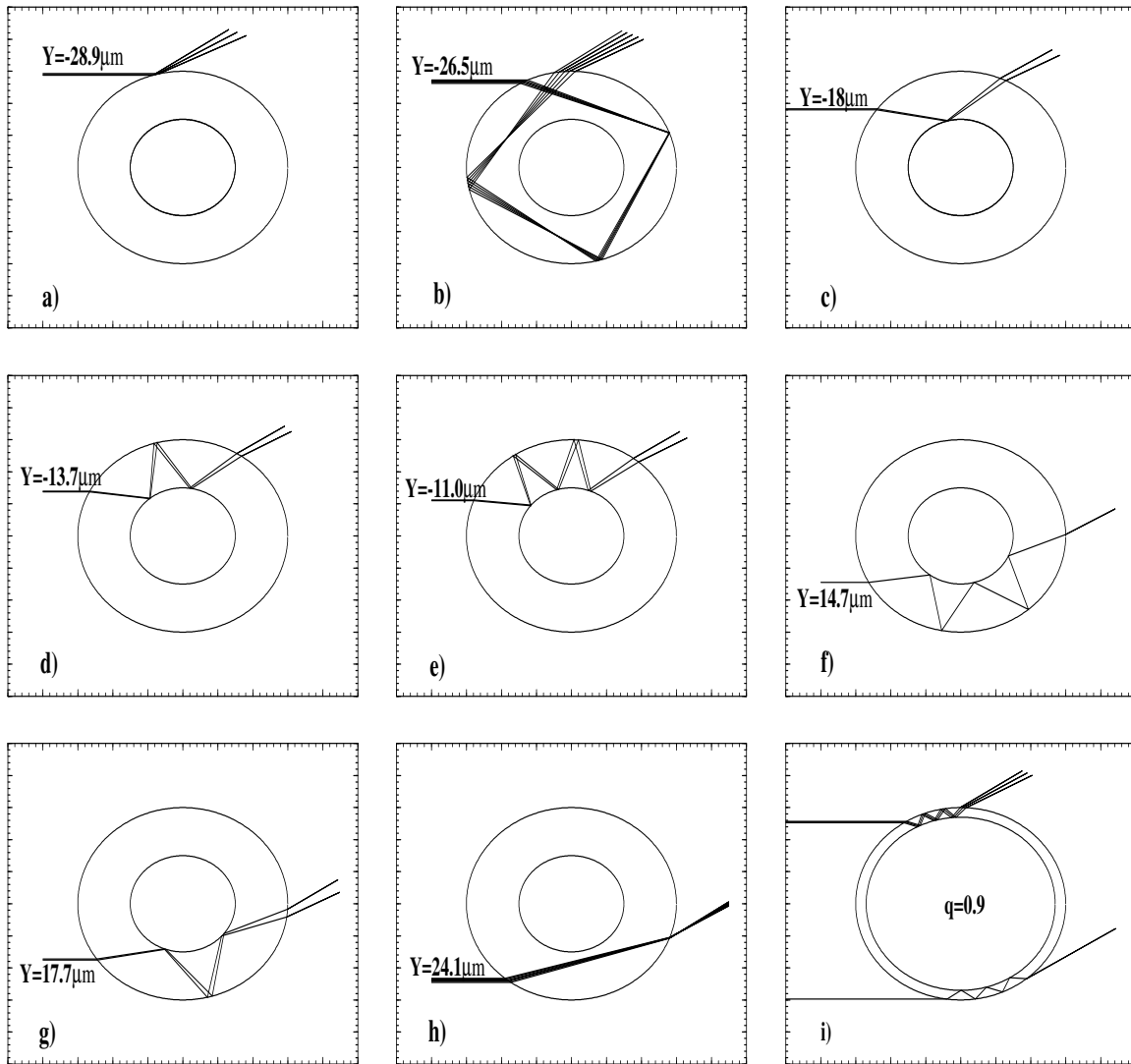


FIG. 11.5 - a), ...h) Suivi des rayons lumineux contribuant successivement au signal phase Doppler produit par une goutte d'eau à coeur de carbone  $q = D_1/D_2 = 0.5$  et qui sont collectés à  $30 \pm 4.39^\circ$ , lorsque celle-ci se déplace suivant (OY). La figure i) montre la complexité du parcours de certains des rayons pouvant être collectés dans le cas d'une particule définie par  $q = 0.9$ .

En s'appuyant sur les mesures de tailles obtenues dans le tableau 11.2, la position des maxima et la valeur des paramètres d'impact de la figure 11.4, la comparaison avec les prédictions de l'OG (figure 11.5) conduit à interpréter la figure 11.4 comme suit:

- Le plateau (A) de la figure 11.4 résulte des rayons (a) de la figure 11.5.
- Le processus (b) (figure 11.5) est négligeable (inobservé dans la figure 11.4) du fait de sa faible intensité.
- Le deuxième plateau (B) de la figure 11.4 est attribuable aux processus (c), (d), (e) de la figure 11.5. La lente évolution du plateau (C) de la figure 11.4(b) pourrait ainsi résulter d'une lente transition du processus de diffusion par réflexion dominant de (c), (d) à (e). En effet, le diamètre de la sonde, qui est de  $20\mu m$ , assure à chacun des ces processus de diffusion un éclairage simultané.
- Le plateau (C) de la figure 11.4 est attribuable aux processus (f) et (g) de la figure 11.5.
- Le plateau (D) de la figure 11.4 (a) est attribuable au processus (h) de la figure 11.5.

• La figure 11.6 montre, à titre d'exemple, les diagrammes de diffusion obtenus par TLMG pour les conditions et particules précédentes. En (a) pour un éclairage plan, le paramètre est la taille du coeur. En (b) pour la particule définie par  $q = 0.5$  et un éclairage gaussien, le paramètre est la position de la particule suivant (OY) ( $X = Z = 0$ ).

On remarquera, particulièrement sur la figure (a), l'évolution de la chute d'intensité autour de  $0-30^\circ$  avec la taille du coeur (l'absorption du coeur bloque les rayons réfractés qui émergeraient pour une goutte d'eau homogène dans cette zone angulaire).

En (b), la très brusque décroissance de l'intensité vers l'avant, lorsque la particule est au centre du faisceau, montre que les rayons qui émergent (en l'absence de coeur) dans cette direction, sont absorbés/réfléchis. L'existence de ce plateau et de cette chute d'intensité sont caractéristiques de la présence d'un coeur. La forme et l'étendue de ce plateau ne semblent cependant pas reliées de manière triviale à la taille du coeur. Des simulations numériques complémentaires, pour d'autres tailles de coeur, ont en effet montré que la forme de ce plateau n'est pas toujours aussi nette.

Notons que l'exploitation de ces diagrammes de diffusion devrait pouvoir faire l'objet d'un travail plus approfondi en vue de développer un autre moyen de détection des particules à coeur.

#### 11.2.4 Conclusion sur ces premières simulations

L'interprétation des évolutions de phase et d'intensité des signaux phase Doppler produits par des particules à coeur absorbant a permis de retrouver avec une redondance importante le diamètre de leur coeur et de leur diamètre extérieur, pour  $q = 0, 0.1, \dots, 0.9, 1$  [23].

La procédure pour l'extraction de ces tailles est également en cours d'étude pour d'autres tailles de particules ( $D = 30, 60, 90, 120 \mu m$ ), d'autres indices du manteau (pour le décane:  $m = 1.41$ ), d'autres angles de diffusion et l'autre polarisation [32]. Ces simulations semblent confirmer la faisabilité de la méthode qui est introduite ici.

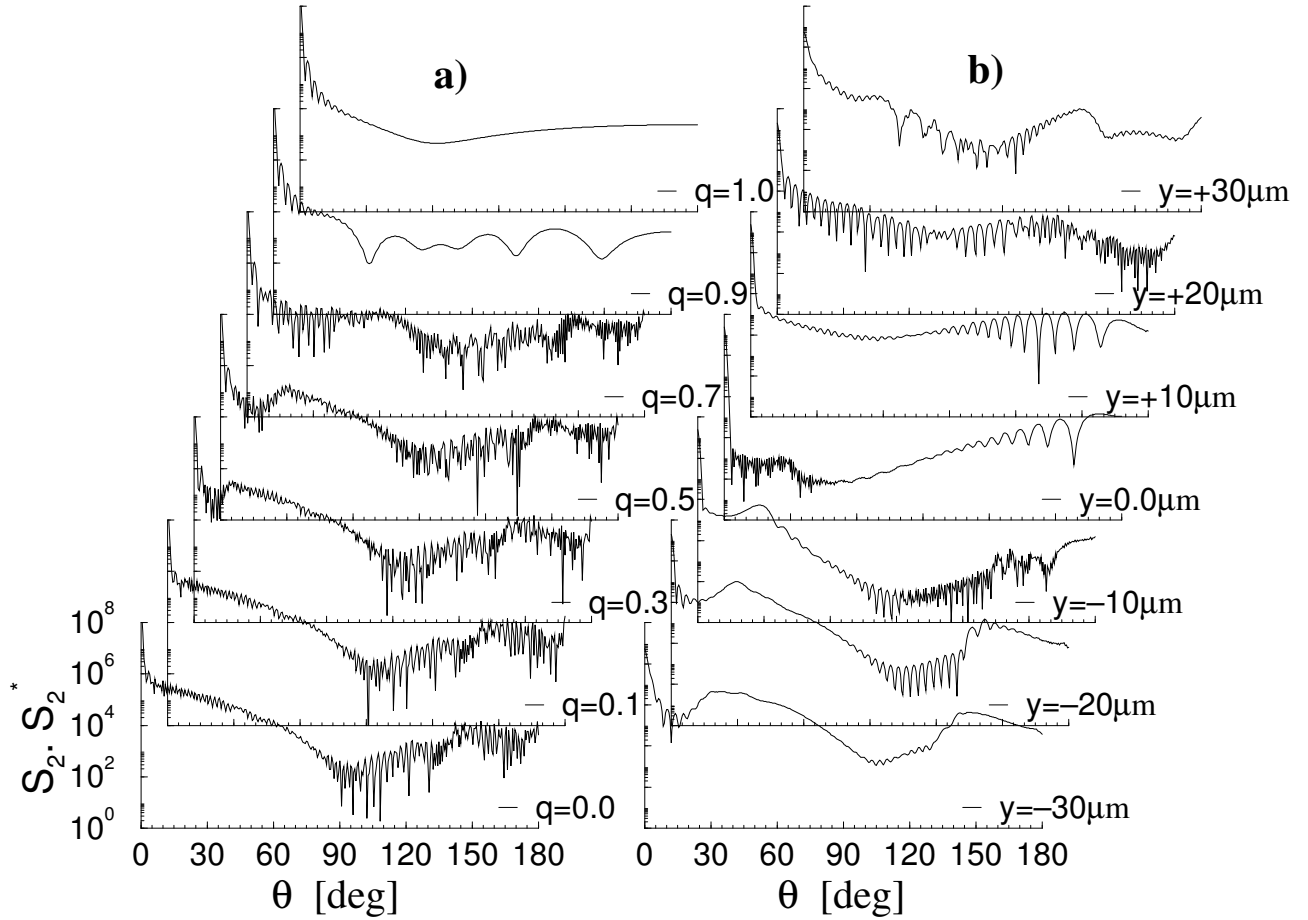


FIG. 11.6 - Diagrammes de diffusion pour la polarisation parallèle de gouttes d'eau à coeur de carbone,  $m_1 = 1.59 - i0.66$ ,  $m_2 = 1.33$ ,  $\lambda = 0.6328\mu m$ ,  $D_2 = 60\mu m$ , a) éclairées par une onde plane pour  $q = 0, \dots, 1.0$ , b) éclairées par un faisceau gaussien avec  $2\omega_0 = 20\mu m$ , pour  $Z = X = 0$ ,  $Y = -30, \dots, +30\mu m$ .

Elles ont en outre montré que la polarisation parallèle permettait une meilleure distinction des maxima des signaux, ceci parce que cette polarisation conduit à une augmentation de la fraction des rayons incidents pénétrant le manteau, qui sont à même d'interagir avec le coeur. Ces simulations indiquent également que la collection de la diffusion à  $60^\circ$  permet de diminuer la dynamique en intensité à couvrir pour la mesure simultanée de la taille extérieure et du coeur de particules.

Des tests expérimentaux visant au diagnostic de la présence d'un coeur à l'intérieur de gouttes sont actuellement en cours [32].

### 11.3 Sphères multicouches

#### 11.3.1 Effets de la température, de l'évaporation, sur le profil d'indice de particules

Les propriétés physiques des particules (coefficient de diffusivité thermique, capacité calorifique,...), leurs conditions initiales (de température, de taille, de vitesse) ainsi que les conditions

imposées par le milieu extérieur (pression de vapeur saturante du liquide, température...) influent sur la façon dont les particules s'échauffent ou se refroidissent [83, 123, 124, 120]. Celles-ci peuvent par ces effets développer un profil d'indice [166].

A ces contraintes thermiques et barométriques peuvent s'ajouter des contraintes aérodynamiques. Celles-ci peuvent, par exemple, par création de collisions entre gouttes de liquides différents ou forçage du taux d'évaporation de gouttes multicomposantes, conduire à la formation de gouttes inhomogènes. Cette inhomogénéité de température et/ou du matériau va influencer sur son indice et donc sur les propriétés optiques des particules.

Différents modèles existent pour la prédiction des mécanismes d'échauffement des particules [83]. Pour tester la sensibilité de l'APD à ces phénomènes nous utiliserons les résultats des prédictions d'un modèle de type "conduction limite" [167]. Ce type de modèle prédit des gradients radiaux de température et donc d'indice à l'intérieur des particules.

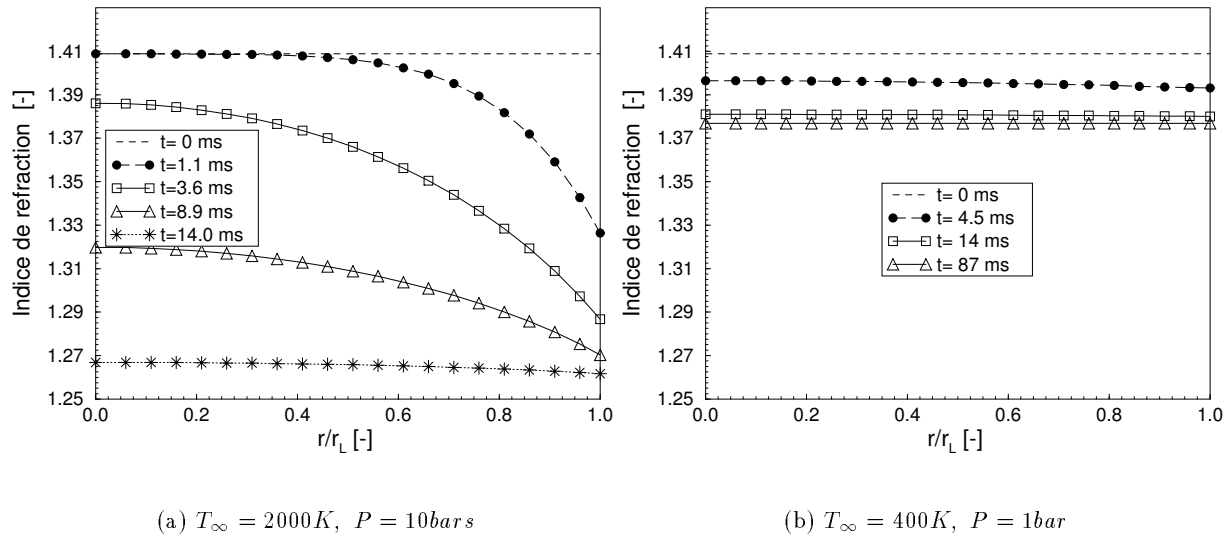


FIG. 11.7 - Evolution temporelle du profil d'indice d'une goutte de décane de diamètre et température initiaux  $D = 50 \mu m$  et  $T_0 = 300 K$ .

• La figure 11.7(a) présente, à titre d'exemple, l'évolution dans le temps du profil d'indice<sup>1</sup> à l'intérieur d'une goutte de *décane* subissant un choc thermique. Les abscisses indiquent la position considérée dans la particule en fraction de son rayon extérieur (diamètre initial  $D = 50 \mu m$ ). Les conditions imposées pour le milieu extérieur sont une température de  $2000 K$  et une pression de  $10 bars$ , et pour la goutte, une température initiale de  $300 K$ . Le temps de séjour de la particule intervient en paramètre.

Cette figure montre qu'un fort gradient d'indice apparaît dans la goutte après seulement  $1.1 ms$ . Celui-ci est plus prononcé à la périphérie de la goutte. Il décroît ensuite avec le temps. Après  $14 ms$  le gradient d'indice a disparu. Cependant l'indice, du fait de la haute température

<sup>1</sup>L'auteur remercie vivement l'équipe du Prof. Wittig de l'Université de Karlsruhe (Allemagne) et plus particulièrement Messieurs M. Willmann et R. Kneer pour lui avoir fourni ces profils d'indice.

de la goutte, a considérablement diminué de sa valeur initiale.

La figure 11.7(b) présente le même type de courbes pour un milieu extérieur à une température de 400 K et une pression de 1 bar. Dans ce cas les profils d'indice sont quasiment plats. La particule se met à la température du milieu extérieur de façon homogène (système mince). L'indice de la goutte évolue cependant de manière importante au cours du temps.

### 11.3.2 Sensibilité de l'APD aux gradients d'indice

L'importance des gradients d'indice et des modifications de sa valeur avec la température, l'évaporation, etc... nécessite d'évaluer la sensibilité de l'APD à ce type de phénomènes.

Divers auteurs ont mené ce type d'études à partir de l'Optique Géométrique (O.G) [166, 120]. Nous allons à l'aide des outils développés dans le chapitre précédent prédire *de manière rigoureuse* l'influence des gradients d'indice (température, concentration) sur les mesures de taille par APD.

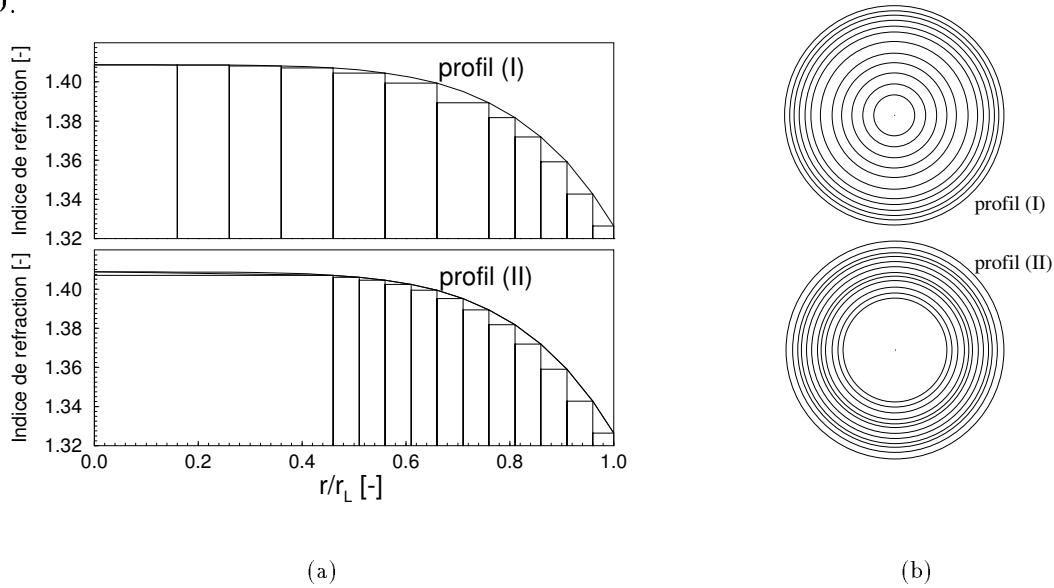


FIG. 11.8 - Discretisation des profils d'indice en 12 couches. L'exemple est donné pour le cas (a) de la figure précédente ( $t = 1.1\text{ms}$ ). Deux types de discrétisations sont considérés: profil (I) et profil (II).

Le programme de simulations des signaux phase Doppler, produits par des particules multicouches, utilise des profils discrétisés. Les profils précédents ont de ce fait été discrétisés, en 12 couches, pour des tailles de gouttes allant de 1 à  $60\mu\text{m}$ . Deux types de discrétisations sont considérés ici, voir la figure 11.8. La première, "profil(I)", ne privilégie que faiblement la zone extérieure de la particule; alors que la deuxième, "profil(II)", privilégie fortement cette zone en ne considérant pour  $q < 0.46$  qu'une seule couche (voir plus loin).

- La figure 11.9 présente les courbes de calibration du système phase Doppler décrit dans l'annexe A du chapitre 1, pour les différents profils de la figure 11.7(a) et la discrétisation (I) de la figure 11.8. La collection du système est faite à  $30^\circ$  avec les détecteurs  $D1$  et  $D3$  et le volume de mesure simulé a un diamètre de  $500\mu\text{m}$  ( $\approx$  éclaircissement plan des gouttes).

Malgré les évolutions très différentes des profils d'indice de la figure 11.8(a), les courbes de calibrations obtenues sont assez peu différentes. Pour les profils (1) et (5) (qui sont tous deux quasiment plats) les différences sont les plus conséquentes et si l'on ne tient pas compte de l'échauffement des gouttes au cours du temps, à une goutte de  $54\mu\text{m}$  peut être associée une goutte de  $45\mu\text{m}$ . Compte tenu de la divergence des courbes avec la taille des particules cette erreur ne peut que croître avec la taille de celles-ci ( $D > 65\mu\text{m}$ ). Les oscillations croissantes des relations phase-diamètre avec la diminution de l'indice s'expliquent par le fait que l'échauffement contribue à diminuer le poids respectif de la réfraction face à la réflexion (pour l'angle fixe de la collection). Ceci entraîne une interférence croissante entre les deux phénomènes de diffusion et fait dévier les relations phase-diamètre de la linéarité.

L'APD se montre, dans cet exemple, plus sensible à la valeur absolue de l'indice qu'aux gradients. Notons cependant que les variations d'indice lors du chauffage sont en fait très importantes. L'indice évolue de 1.4088 à 1.2617 dans les conditions de la figure 11.7(a) et de 1.4088 à 1.3768 dans les conditions de la figure 11.7(b).

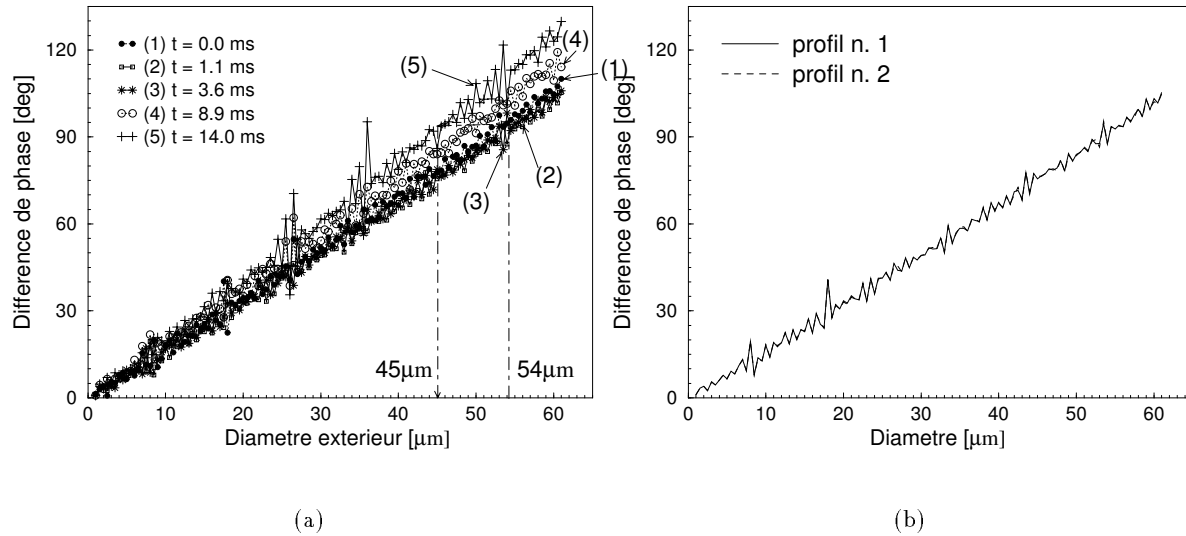


FIG. 11.9 - (a) Relations phase-diamètre calculées pour les différents profils d'indice à l'intérieur des gouttes de la figure 11.7(a), (b) Relations phase-diamètre pour le même profil d'indice ( $t = 1.1\text{ms}$ ) mais pour deux types de discrétisations.

• La figure 11.9b) présente la relation phase-diamètre pour le profil (1) de la figure 11.7(a) lorsqu'il est discrétisé suivant le profil (I) ou (II) de la figure 11.8. Les deux courbes sont quasiment confondues, l'indice au centre de la particule ( $q < 0.46$ ) ne semble donc pas influencer sur la phase mesurée. Remarquons que cela va dans le sens de ce qu'indique l'O.G à partir de la figure 11.2: les rayons réfractés à  $30^\circ$  vers l'avant passent à des distances au centre de la particule telles que  $q > 0.5$  pour  $1.33 < m < 1.41$ .

Ceci indique également que la discrétisation du profil dans la zone de fort gradient semble suffisante dans le cas (I), puisque l'affinement de celle-ci dans cette région ne modifie pas significativement les résultats.



### 11.3.3 Conclusion sur ces premières investigations numériques

Dans cette section, nous avons dans un premier temps évoqué l'influence des conditions extérieures sur la formation de gradients d'indice concentriques à l'intérieur de gouttes. A l'aide d'un exemple sur le chauffage de gouttes de décane, nous avons pu montrer que l'APD est *pour une configuration optique classique* peu sensible aux gradients d'indice. Elle est en revanche beaucoup plus sensible aux changements de la valeur absolue de l'indice (dus dans notre exemple aux changements de température). Des mesures de taille par APD sur des gouttes de température variable nécessitent donc une mesure préalable de leur indice.

Les méthodes de mesure d'indice proposées dans la troisième partie de ce manuscrit trouvent donc ici un autre champ d'application. En effet, pour des variations d'indice aussi importantes que celles prédites dans les figures 11.7(a) et (b), une estimation de la température de particules par *Anémométrie Phase Doppler*, semble possible.

## 11.4 Particules hétérogènes

### 11.4.1 Introduction

Les particules sphériques hétérogènes sont typiquement représentées par des gouttes liquides dans lesquelles une substance liquide non-diluée ou solide (mais non-dissoute) est présente (les particules solides *sphériques* non-homogènes sont à notre connaissance moins courantes).

Ce type de particules est fréquemment rencontré lors du séchage de pulvérisations (production de produits lyophilisés, dépôt de peintures,...), ou du transport de poudres après mouillage.

La mesure de la taille de telles particules ne pose (a priori) pas de problème particulier lorsque les particules sont complètement absorbantes. Dans ce cas, les particules diffusent essentiellement par réflexion et les mesures de tailles par Anémométrie Phase Doppler (APD) ne sont pas problématiques. Si l'inhomogénéité ne conduit qu'à une extinction partielle de la réfraction, les mesures de taille sont alors très aléatoires. Ce dernier cas est très fréquent car les particules mesurées par APD, de par leur petite taille, sont rarement complètement absorbantes (voir le chapitre 8).

### 11.4.2 Avantages de la Technique des Deux Bouffées

La Technique des Deux Bouffées (TDB) proposée pour la mesure des parties réelle et complexe de l'indice de particules peut être également utilisée pour la mesure de la granulométrie de particules sphériques hétérogènes. En effet celle-ci (voir les chapitres 7 et 8) permet de séparer dans le temps les lumières réfractée et réfléchiée par une particule. Dans le cas d'une particule hétérogène cela signifie que la lumière réfléchiée, qui n'a pas pénétré la particule, doit permettre d'obtenir une mesure de taille correcte, et ceci sans que la réfraction, perturbée par l'inhomogénéité de la particule, ne perturbe significativement cette mesure [18].

L'intérêt de cette technique face aux mesures traditionnelles de la réflexion par APD réside de manière fondamentale dans ce que:

1. La séparation des processus de diffusion dans le temps rend pratiquement impossible l'interaction des deux processus de diffusion. Ceci n'est pas le cas pour l'APD classique

puisque, dans celle-ci, les deux processus de diffusion sont "activés" simultanément du fait des grandes dimensions du volume de mesure.

2. Les mesures sont effectuées aux angles conventionnels pour l'APD, vers l'avant à  $30$  ou  $60^\circ$ , bien que d'autres angles soient également possibles, alors que pour la mesure de la réflexion par APD classique, le domaine angulaire pour la collection est extrêmement limité, généralement vers l'arrière, autour de  $100 - 110^\circ$ .

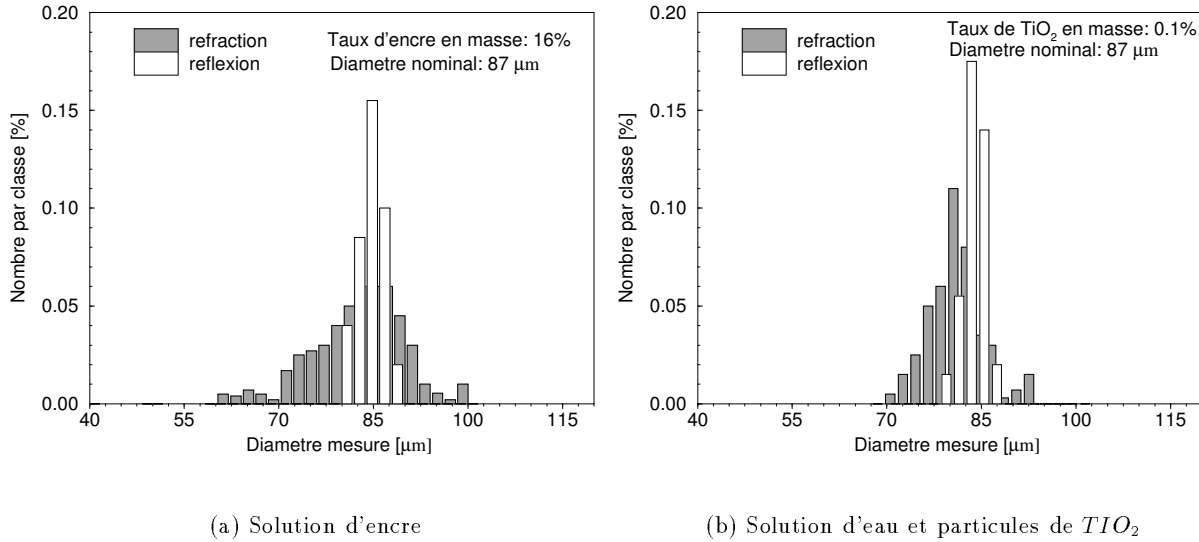


FIG. 11.10 - La Technique des Deux Bouffées permet de séparer les lumières réfractée et réfléchi par une particule. La mesure de taille de gouttes monodispersées hétérogènes est comparée dans cette figure lorsque la mesure est faite sur le signal réfléchi et le signal réfracté.

### 11.4.3 Test expérimental

Nous allons dans ce qui suit montrer, à partir de tests, l'amélioration que peut apporter la Technique des Deux Bouffées pour la mesure des particules hétérogènes.

La figure 11.10 présente des mesures de taille effectuées avec un système phase Doppler utilisé en mode TDB. La procédure expérimentale suivie correspond à celle décrite dans le chapitre 8.

- La figure (a) présente les mesures de tailles obtenues pour une solution d'encre de Chine (voir le chapitre 8) avec une concentration en masse d'encre de 16%. Ce type de solution est, comme nous l'avons précédemment évoqué, à la limite entre les solutions optiquement hétérogènes et homogènes. En effet, les pigments (suies) de l'encre sont de taille inférieure à  $1\mu m$ , ce qui est de l'ordre de la longueur d'onde, voir inférieur. Les gouttes mesurées étaient produites par un générateur de gouttes monodispersées avec un diamètre "théorique" de  $\approx 87\mu m$ .

L'histogramme de taille obtenu à partir du traitement du signal réfracté par les gouttes est beaucoup plus large que celui obtenu à partir de la réflexion. Ils sont cependant tous deux centrés sur la valeur attendue.

- La figure (b) présente les mesures de tailles obtenues pour une solution d'eau contenant 0.1% en masse de particules d'oxyde de titane ( $TiO_2$ ). Les particules de  $TiO_2$  avaient, selon le constructeur, un diamètre au plus de  $2 - 3\mu m$  (des particules plus grosses auraient été difficilement compatibles avec le fonctionnement correct du générateur de gouttes). Pour les mêmes conditions que précédemment on peut observer que l'histogramme de taille obtenu à partir du signal réfléchi est moins large que celui obtenu à partir de la réfraction.

**Remarque:** La distribution de taille obtenue avec la réfraction, pour les gouttes de la solution d'encre, est plus élargie que celle obtenue pour la solution de  $TiO_2$ . Ceci peut s'expliquer par le fait que l'encre, très absorbante et "peu hétérogène", engendre une dispersion des mesures de taille plus en raison de la faiblesse du signal réfracté (Rapport Signal sur Bruit faible) que par effet des hétérogénéités.

La solution de  $TiO_2$  est composée de 99.9% en masse d'eau et est pratiquement "transparente". La largeur de la distribution de tailles obtenue à partir de la réfraction est donc davantage imputable à l'hétérogénéité de certaines gouttes. L'extinction des rayons réfractés par les particules de  $TiO_2$  présentes à l'intérieur des gouttes d'eau doit influencer sur le rapport entre l'intensité réfractée et l'intensité réfléchie par ces gouttes. La TDB (chapitre 8) devrait permettre d'estimer cette extinction et donc de quantifier l'hétérogénéité des gouttes.

## 11.5 Conclusion

Dans ce chapitre, le problème de l'extension de l'Anémométrie Phase Doppler à trois cas de particules sphériques non-homogènes a été abordé: les particules sphériques à coeur, multicouches et hétérogènes.

Dans le cas des particules sphériques à coeur, une méthode et un schéma d'interprétation qui permet en théorie de diagnostiquer et de mesurer la taille du coeur et du manteau extérieur de particules à coeur absorbant, ont été proposés. Les outils développés pour cette étude (motivée par un programme de recherche [26]) pourront être ré-utilisés à l'avenir pour d'autres types de particules à coeur.

Dans le cas de particules à gradients d'indice concentriques, pouvant résulter d'un choc thermique ou d'une évaporation intense, il a été montré, dans un exemple, que les mesures de tailles par APD sont peu sensibles à ces effets. En revanche, la variation importante de l'indice des particules (changement important de température, de composition) peut engendrer des erreurs non-négligeables. La possibilité de remonter à une estimation de la température des particules est ainsi de ce fait envisageable.

Dans le cas des particules hétérogènes (liquide/solide,...), nous avons montré que l'APD pouvait effectuer des mesures de taille correcte, ceci à condition d'utiliser la Technique des Deux Bouffées dont le principe est détaillé dans les chapitres 7 et 8. La possibilité de quantifier l'hétérogénéité des particules, avec cette technique, a été également évoquée.

## Chapitre 12

# Les particules homogènes non-sphériques

L'objet de ce chapitre est de présenter les voies qui ont été développées pour étendre l'Anémométrie Phase Doppler à la mesure de taille de particules non-sphériques. Trois formes de particules sont considérées dans ce chapitre: cylindrique, ovoïde et irrégulière. Le choix de ces formes tient à la fois aux possibilités propres à la technique Phase Doppler et à l'intérêt qu'elles peuvent avoir dans le cadre de notre laboratoire et d'une manière générale.

### 12.1 Mesure de fibres cylindriques par APD

#### 12.1.1 Introduction

Les fibres métalliques, de verre, de carbone ont une grande importance dans l'industrie. Leur utilisation va du transport de l'information à celui de l'électricité, en passant par le renfort des matériaux composites. La granulométrie/vélocimétrie *optique* de ce type de "particules" par Anémométrie Phase Doppler (APD) est bien sûr souhaitable puisque la mesure effectuée est non intrusive, faite à distance et rapide, caractéristiques nécessaires aux moyens de contrôle d'une production moderne par exemple. La granulométrie des fibres doit pouvoir être effectuée dans deux cas généralement distincts: lorsque celles-ci ont un mouvement transverse ou longitudinal, voir la figure 12.1.

Le premier cas correspond aux applications typiquement liées à la production des fibres de renfort/isolation. La fabrication de la laine de verre, par exemple, utilise des fragments de fibres de verres transportés par un écoulement fluide (diphasique) [168, 169] puis projetés (ils sont enchevêtrés) sur un support. Dans ce cas, les mouvements des fibres sont le plus souvent quelconques et donc "transverses" pour un système optique axé.

Le deuxième cas correspond typiquement au mouvement de fibres le long de filières ou au cours de leur production (fibrage) [169]. Dans ce cas le montage optique peut être aligné avec le mouvement des fibres et la granulométrie de celles-ci suivie continûment. Ce type de mouvement correspond également, en première approximation, à celui d'un jet liquide qui s'écoule (avant cassure) [28].

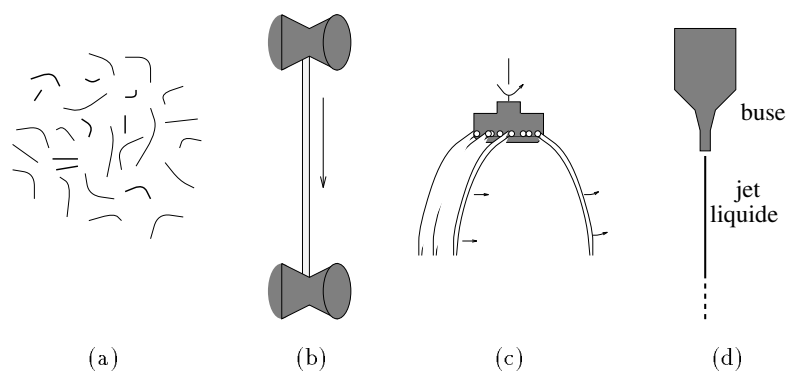


FIG. 12.1 - Exemples de formes sous lesquelles sont rencontrées les fibres individuelles dans l'industrie et les laboratoires: milieux diphasiques (pulvérisation des fibres de renfort), (b) filières, (c) fibrage par centrifugation, (d) certains jets liquides sont équivalents en première approximation à des cylindres.

Dans le principe de l'APD tel que nous l'avons introduit dans le premier chapitre, nous avons insisté sur le fait que cette technique optique permet la mesure d'un rayon de courbure local et non pas simplement "de taille de particules sphériques".

Le cylindre a des propriétés de diffusion de la lumière très particulières comparé à la sphère. La principale est que, contrairement à une sphère qui diffuse la lumière dans tout l'espace, un cylindre diffuse en nappe (figure 12.2). Celle-ci est conique si la lumière incidente à la surface du cylindre par rapport à son axe présente un angle d'incidence. Elle est plane si cet angle d'incidence est de  $90^\circ$ .

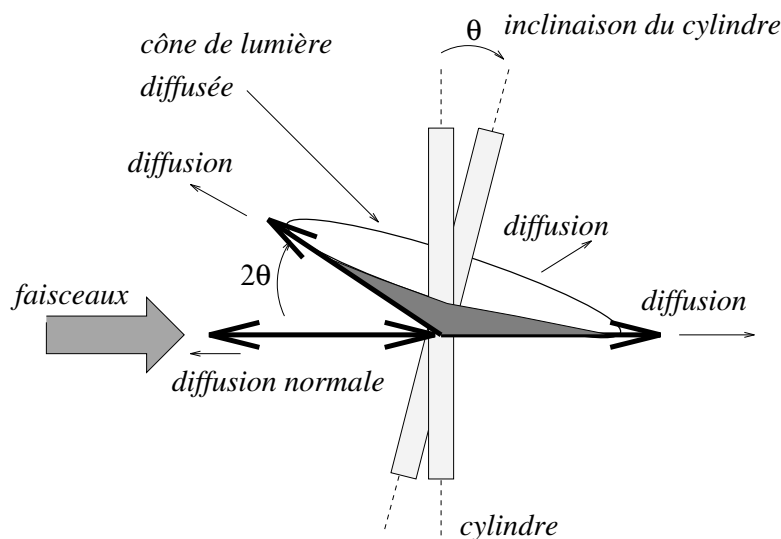


FIG. 12.2 - Une fibre éclairée par un faisceau fini diffuse en nappe plane ou conique suivant l'angle d'incidence du faisceau à son axe.

L'écart de l'axe du cylindre à la normale au faisceau incident engendre une ouverture/fermeture de la nappe dont l'épaisseur est fonction du diamètre du faisceau. La répartition d'intensité dans l'espace défini par la nappe est fonction du rayon du disque générateur du cylindre mais aussi

de l'angle d'inclinaison du cylindre par rapport au faisceau,  $\theta$ . Il peut ainsi être montré [170] que le paramètre de taille pertinent pour un cylindre s'écrit:

$$\alpha = \frac{2\pi R \sin(\theta)}{\lambda} \quad (12.1)$$

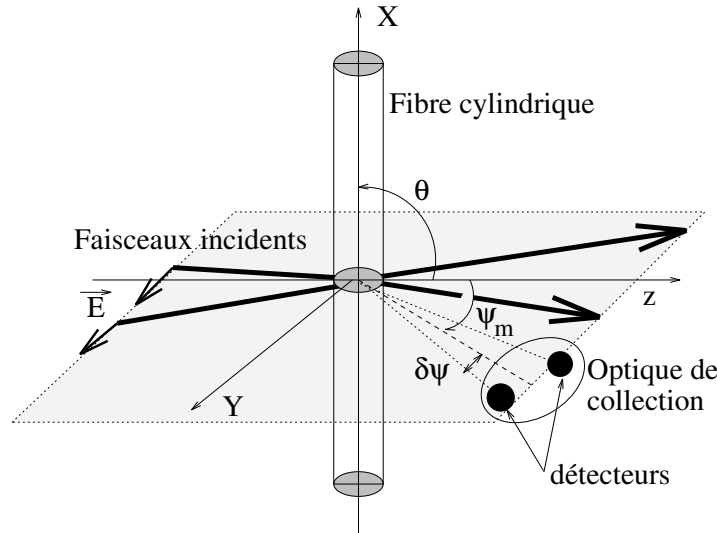


FIG. 12.3 - Pour une incidence normale du faisceau incident la lumière diffusée en nappe peut être collectée pour la mesure de taille par Anémométrie Phase Doppler, si une géométrie plane est utilisée.

Un détecteur localisé dans l'espace ne peut collecter la lumière diffusée par un cylindre que pour une certaine inclinaison de celui-ci. La détection de la nappe détermine donc l'angle d'inclinaison du cylindre.<sup>1</sup>

Dans le cas le plus simple où le cylindre est perpendiculaire au faisceau incident, la section vue par le faisceau est droite dans une direction et circulaire dans l'autre. Le paramètre de taille du cylindre se confond dans le dernier cas avec celui d'une sphère.

La géométrie plane [4, 5], introduite dans le chapitre 4, relie la différence de phase mesurée entre deux détecteurs placés dans un même plan de diffusion et la taille de la particule sphérique détectée. Cette mesure dans un plan est parfaitement adaptée à la diffusion du cylindre en nappe (voir la figure 12.3) et donc à la mesure de la section d'un cylindre éclairé par deux faisceaux. Partant de cette remarque, il a été montré au laboratoire, par Mignon et al [171, 29, 23], que pour les fibres de petite section ( $8 - 30\mu m$ ) et pour des angles d'incidence très proches de la normale, la technique APD permettait, avec deux unités de collection séparées, de mesurer avec une bonne précision leur diamètre si l'on utilise une géométrie plane. Cette configuration optique, fibre perpendiculaire à la direction de propagation des faisceaux, peut sembler limitative. Elle correspond cependant à de nombreuses configurations rencontrées dans l'industrie, figure 12.1.

<sup>1</sup>Ce qui permet également d'effectuer une mesure d'orientation.

$\lambda$	488 nm	$\alpha$	.64°
polarisation	ortho.	$\psi_m$	30°
$2\omega_o$	220 $\mu m$	$\delta\psi$	$\pm 3.69^\circ$
$\delta y$	$\pm 0.93^\circ$	$\delta x$	$\pm 0.46^\circ$

TAB. 12.1 - Paramètres optiques de la géométrie à deux modes (Plane) retenue pour les mesures de taille de fibres.

### 12.1.2 La géométrie à Deux Modes (DM)

Le système à deux modes développé pour la mesure de taille [10, 15, 11] (voir le chapitre 6) et la mesure d'indice [15] (voir le chapitre 11) comprend un système plan. L'objet de cette section est donc de tester la faisabilité de mesurer des fibres de tailles plus importantes que dans [29, 23] avec le système à deux modes que j'ai développé au laboratoire, pour un déplacement transversal et longitudinal des fibres.

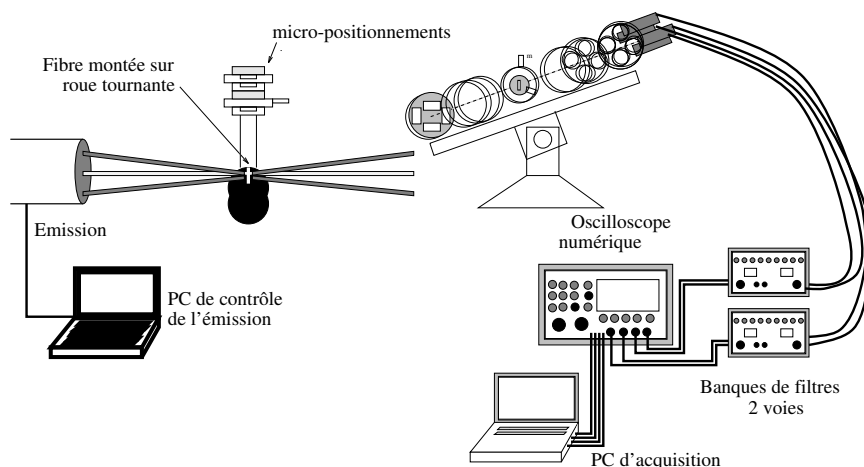


FIG. 12.4 - Montage utilisé lors du test d'applicabilité du système à deux modes pour la mesure de fibres cylindriques.

### 12.1.3 Test expérimental

Le montage réalisé pour ce test est schématisé par la figure 12.4. La fibre, fixée sur une double roue mise en rotation par un moteur, traverse la sonde de "haut en bas". A chaque traversée de la sonde par la fibre, les détecteurs plan du système DM donnent un signal et donc une différence de phase <sup>2</sup>. Cette différence de phase interprétée comme provenant d'une sphère de diamètre égale à la section de la fibre permet d'avoir une mesure de la section de la fibre. Les paramètres optiques du système sont donnés par le tableau 12.1. La pente de la relation phase-diamètre pour la réfraction est de  $0.82^\circ/\mu m$ . La fibre considérée dans les figures suivantes est une fibre de verre ( $m = 1.51$ ) de diamètre  $450\mu m$  (mesuré au microscope optique).

<sup>2</sup>Les détecteurs du système Modifié Standard (MS) ne donnent pas de signaux phase Doppler du fait de la diffusion en nappe de la fibre et de leur écartement.

• La figure 12.5 présente quelques signaux expérimentaux recueillis de manière séquentielle. L'évolution de la différence de phase associée est également donnée. Pour chaque traversée deux bouffées sont observées<sup>3</sup> : l'une due à la réfraction de la lumière par la fibre à sa sortie de la sonde et l'autre, beaucoup plus faible, dû à la réflexion de la lumière qu'elle engendre lors de son entrée dans le volume de mesure. La différence de phase des signaux évolue. Le maximum du signal localise cependant une zone de plus faible évolution où, suivant le principe introduit dans le chapitre 4, il faut prélever la phase pour la mesure de taille.

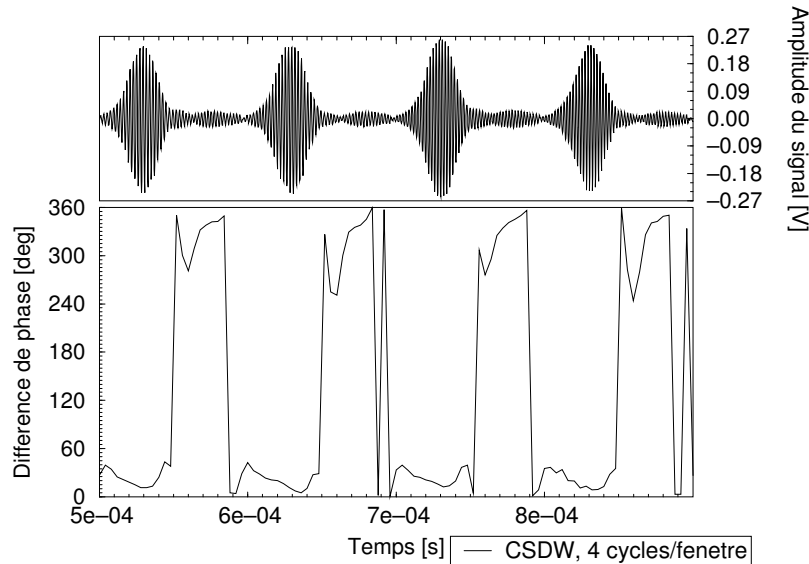


FIG. 12.5 - *Signaux typiques obtenus lors du franchissement de la sonde par la fibre. Evolution de la différence de phase entre les signaux venant des deux détecteurs plan.*

• La figure 12.6 montre l'histogramme de taille typique obtenu avec ce système. La taille de la fibre mesurée étant supérieure à la gamme de taille mesurable, un ajout systématique de  $2\pi$  à cette différence a été effectué<sup>4</sup>.

L'histogramme de taille est centré sur la valeur mesurée au microscope. Sa largeur, de moins de  $10\mu m$ , nous donne une mesure dont la déviation est à mieux que 2.5%.

Comme nous l'avons dit en début de cette section, dans de très nombreux procédés industriels, les fibres sont dotées essentiellement d'un mouvement longitudinal. Du point de vue de la diffusion de la lumière par un cylindre parfait, ce type de déplacement revient à n'en considérer aucun. L'étude de la sensibilité des mesures de taille de telles fibres peut ainsi être faite à partir de l'enregistrement des signaux diffusés par une fibre stationnaire.

Lors de l'expérience réalisée sur ce cas, la fibre était placée dans le volume optique de façon à ce que le signal diffusé soit maximum (amplification de la réfraction)<sup>5</sup>. La modulation Doppler des signaux a été obtenue par l'introduction d'un décalage en fréquence des faisceaux.

<sup>3</sup> voir le chapitre 7,

<sup>4</sup> Le système était ainsi capable de mesurer sans ambiguïté des fibres de diamètre compris entre  $440 - 880 \mu m$  et non plus entre  $0 - 440 \mu m$ .

<sup>5</sup> Pour une application réelle, un volume de mesure gaussien de plus grand diamètre serait mieux indiqué, ou bien un volume de mesure de type elliptique (feuilles laser, chapitre 8).



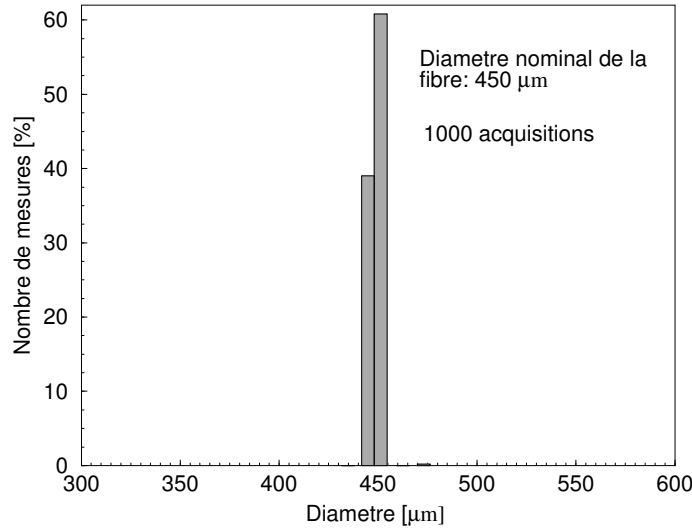


FIG. 12.6 - *Histogramme de taille pour la fibre de diamètre nominal  $D = 450\mu\text{m}$  en déplacement transversal dans la sonde phase Doppler.*

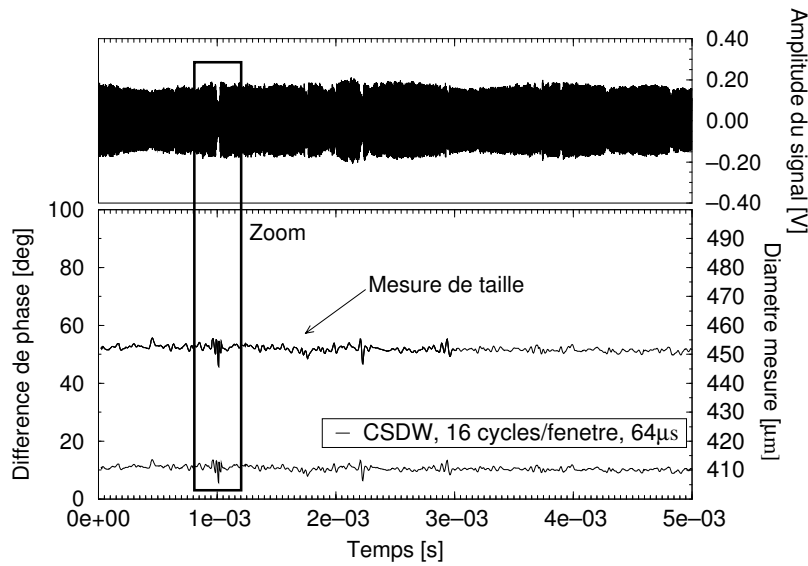


FIG. 12.7 - *Série temporelle correspondant au signal collecté par le premier détecteur pour une fibre stationnaire. Evolution de la différence de phase et de la mesure de taille correspondante.*

• La figure 12.7 montre la série temporelle obtenue: sinusoïde dont les variations d'amplitude sont attribuables aux vibrations de la fibre dans le volume de mesure du fait des mouvements de l'air, du support,... L'évolution de la différence de phase entre les deux séries collectées et la traduction de cette phase en diamètre est également donnée. Notons que l'enregistrement total a une durée totale de  $5\text{ms}$  et que l'intégration nécessaire pour le calcul de l'évolution de phase est de l'ordre de  $64\mu\text{s}$ <sup>6</sup>.

En dépit des erreurs imputables à la CSDW (voir le chapitre 3), aux variations de la puissance

<sup>6</sup>Largeur temporelle de la fenêtre d'analyse de la CSDW (chapitre 3), soit une analyse sur 16 cycles Doppler.

laser <sup>7</sup> et des vibrations de la fibre, la constance du diamètre mesuré est très prometteuse. Les fluctuations sont inférieures à 2%.

- La figure 12.8 correspond à un agrandissement de la figure précédente (zone encadrée, "zoom"). Dans cette zone, la fluctuation d'intensité du signal diffusé est de l'ordre de 50%. L'évolution de phase est ici calculée pour différentes largeurs de la fenêtre d'analyse 16, 64, 256  $\mu s$ , (longueurs schématisées par les droites en haut et à gauche dans la figure). Les fluctuations de l'évolution de phase dépendent de la largeur de la fenêtre d'analyse. Leur incidence sur le diamètre mesuré est cependant limité (4% dans le pire des cas: 16 cycles/fenêtres).

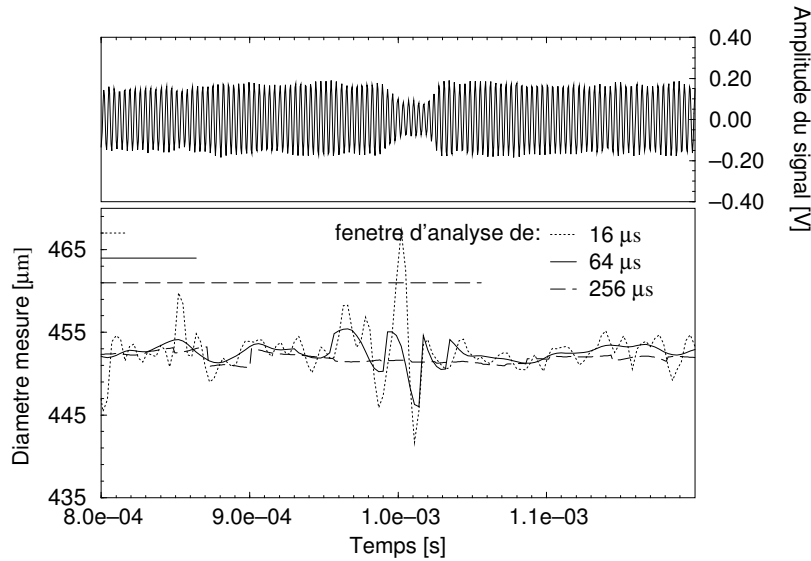


FIG. 12.8 - Série temporelle correspondant au signal collecté par le premier détecteur pour une fibre stationnaire et évolution temporelle de la mesure de taille. Agrandissement de la figure précédente.

Un bon exemple est trouvé ici sur la supériorité des mesures granulométriques par la méthode des phases face à celles basées sur l'intensité diffusée (qui nécessitent des calibrations expérimentales préalables aux mesures). En effet, des mesures reliant l'intensité diffusée au diamètre de la fibre indiqueraient pour la figure 12.8 une fluctuation de taille de 29% <sup>8</sup>, au lieu des 4% (dans le pire des cas) donnés par les mesures basées sur la phase des signaux. La brusque variation d'intensité observée est attribuable à différentes causes: un micro-déplacement de la fibre (non calée/protégée, afin d'obtenir un ordre de grandeur de la résolution possible sans précautions particulières), une fluctuation de la puissance laser incidente (dysfonctionnement probable des réseaux tournants)...

#### 12.1.4 Conclusion et perspectives

Dans cette section, les potentialités d'application de l'anémométrie phase Doppler pour la mesure de tailles de fibres en mouvement transversal ou longitudinal ont été mises en évidence.

<sup>7</sup>dû au laser ou au système de décalage en fréquence des faisceaux utilisés (réseaux tournants).

<sup>8</sup>En faisant l'hypothèse que la fibre diffuse en fonction du carré de son diamètre.

Les applications visées par ce travail sont celles liées à la granulométrie des fibres en cours de fibrage ou sur filière, ainsi que les fibres dans les écoulements dotées de mouvements transversaux. Des tests expérimentaux ont été effectués, pour les deux types de configurations, avec le système phase Doppler à Deux Modes.

Les résultats encourageants obtenus pourront cependant être approfondis par l'étude de la sensibilité des mesures de taille à l'orientation des fibres [171, 29, 23], bien que ceci ne soit pas dans un premier temps, strictement nécessaire pour de nombreuses applications. Remarquons que la diffusion en nappe des fibres doit pouvoir être utilisée de manière avantageuse pour effectuer une cartographie angulaire de leur orientation.

Du point de vue théorique, un modèle rigoureux de la diffusion d'un faisceau gaussien par un cylindre infini a été récemment développé au laboratoire par Gouesbet et al. [172, 173]. Ce modèle devra être introduit dans des codes de simulation phase Doppler pour permettre de simuler de manière rigoureuse, les phénomènes physiques mis en jeu. Le modèle rigoureux pour un éclairage plan existe dans la littérature [70, 71, 174, 175]. Une approche pour le calcul de la différence de phase basée sur l'optique géométrique est développée par Mignon et al [176].

## 12.2 Mesure de particules ovoïdes

### 12.2.1 La déformation des particules sphériques dans les écoulements

Lors de l'étude granulométrique de milieux diphasiques par Anémométrie Phase Doppler, les particules sont supposées être parfaitement sphériques, ce qui ne peut être qu'une approximation. L'écart d'une particule (gouttes, bulles) à la sphéricité peut résulter de déformations de type "ponctuelle" ou "continue/périodique".

Le premier type de déformations résulte typiquement de phénomènes violents comme la collision/coalescence entre particules, l'arrachage des particules (gouttes) à un film liquide ou à une plus grosse particule, ou bien la turbulence de la phase dispersée qui environne les particules... Sous ces contraintes, les particules prennent des formes extrêmement complexes, qui dépendent de très nombreux facteurs comme la viscosité et la densité relative des phases en présence, la vitesse relative des particules ou les conditions d'impact dans le cas de collision entre particules (voir à ce propos le travail de Qian et Law [177]). Ces déformations violentes conduisent, après un certain temps, à des déformations de type "périodique", au cours desquelles les particules adoptent des modes d'oscillations propres qui finissent par se relaxer, voir Daidzic [178]. La vitesse relative des particules par rapport à la phase fluides et donc leur trainée aérodynamique/hydrodynamique produit également une déformation que l'on peut qualifier de "continue". Dans ce cas, cette différence de vitesse engendre un "étirement" qui, s'il n'est pas compensé par les forces de tension superficielles (qui assurent au repos la sphéricité "parfaite"), donne des particules de formes oblates/problates (voire de formes beaucoup plus complexes).

Le résultat de l'influence des forces de trainée sur la déformation des particules peut être modélisé simplement (contrairement au premier type de déformation) par la forme "ovoïde" [83] et relié au nombre de Weber[179]:

$$We = \frac{\rho_f v^2 d}{\sigma} \quad (12.2)$$

où  $\rho_f$  représente la densité du fluide environnant,  $v$  la vitesse de la particule par rapport à celle du fluide,  $d$  le diamètre de la particule et  $\sigma$  la tension superficielle.

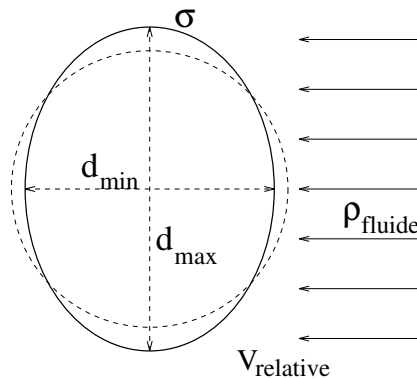


FIG. 12.9 - Schéma de la déformation axi-symétrique d'une particule placée dans un écoulement.

- La déformation axi-symétrique (oblate/problate) d'une particule placée dans un fluide (voir

la figure 12.9) est alors approximée par:

$$\frac{d_{max}}{d_{min}} = (1 + 0.07We^{1/2})^3 \quad (12.3)$$

où  $d_{max}$  et  $d_{min}$  sont respectivement les diamètres suivant le grand axe et le petit axe de la particule [83].

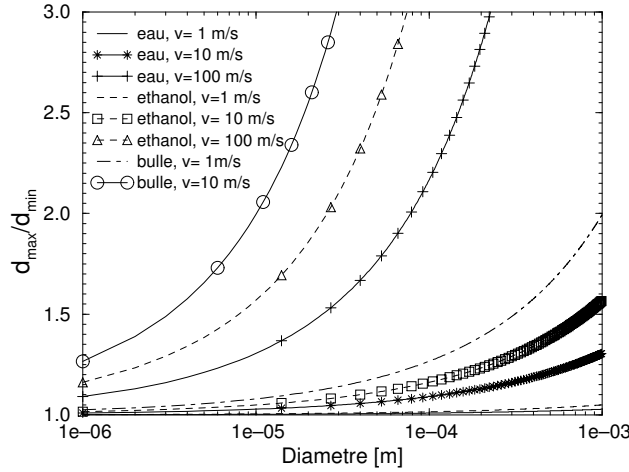


FIG. 12.10 - Evolution de la déformation axi-symétrique de gouttes d'eau, d'éthanol et de bulles d'air, en fonction de la vitesse relative de la phase dispersée.

La tension superficielle varie suivant les constituants du couple liquide/gaz considéré. La stabilité de forme d'une goutte d'eau dans l'air ( $\sigma = 73.5 \text{ mN/m}$ ) est ainsi plus élevée que celle d'une goutte d'éthanol ( $\sigma = 24.05 \text{ mN/m}$ ) [136]. La stabilité d'une goutte d'eau est également très largement supérieure à celle d'une bulle d'air dans l'eau (de par les densités respectives).

- La figure 12.10 présente l'évolution de la déformation axi-symétrique  $d_{max}/d_{min}$  de gouttes d'eau et d'éthanol dans l'air, et de bulles d'air dans l'eau, en fonction de leur taille et de leur vitesse relative. Pour une vitesse relative de  $1 \text{ m/s}$ , la déformation d'une goutte d'eau de  $200 \mu\text{m}$  est de 1.3%, alors qu'elle est, pour les mêmes paramètres, de 2.2% et 39% pour une goutte d'éthanol et une bulle d'air. Ces valeurs passent respectivement, *selon la relation 12.3*, à 2.8%, 4.9% et 250% (s'il n'y a pas dislocation de la bulle) pour une vitesse relative de  $10 \text{ m/s}$ . L'importance des déformations prédites *par la relation 12.3*, implique que des mesures de tailles individuelles à mieux que quelques pour cent sont, indépendamment de la technique optique utilisée, irréalisables si une hypothèse sur la sphéricité des particules est faite. Le cas des bulles est particulièrement critique.

La détection des particules s'écartant de la sphéricité et qui oscillent est un moyen d'aller vers une meilleure estimation de leur taille. Elle présente également des intérêts propres. En effet, les oscillations de forme des particules augmentent, par exemple, les échanges thermiques qu'elles ont avec la phase gazeuse [180]. Ce qui conduit à augmenter leur taux d'évaporation dont l'estimation est critique pour de nombreux problèmes et applications.

Diverses méthodes optiques, basées sur l'imagerie des particules [181] ou l'étude de la diffraction [145], sont utilisées pour l'étude des particules non sphériques. Ces techniques permettent l'étude de particules aux formes complexes. Elles sont cependant limitées, comme toutes les techniques de mesures, par divers problèmes. L'imagerie, à titre d'exemple, est limitée par les problèmes de mise au point, de faible dynamique sur les tailles, de densité du milieu.

### 12.2.2 Mesure du taux de déformation des particules sphériques par Anémométrie Phase Doppler

Expérimentalement, il a été montré par Dementhon [114] que, dans certaines conditions, la mesure avec un système phase Doppler classique de gouttelettes successivement oblate/problate, monodispersées (en volume), peut conduire à l'obtention d'une distribution bi-modale. Les pics sont alors centrés sur des valeurs correspondant à  $d_{max}$  et  $d_{min}$ . Ceci a été observé par d'autres auteurs et montre que les APD effectuent une mesure de taille à partir de la mesure d'un rayon de courbure dans le plan d'observation. Les APD à trois détecteurs permettent ainsi d'obtenir deux rayons de courbure, dont la comparaison (rapport de phase) doit permettre la détection d'un écart à la sphéricité. Cependant, nous avons vu dans le chapitre 6 que ce rapport dépend également de la trajectoire des particules dans le volume de mesure. Ce rapport n'est donc pas, pour une géométrie phase Doppler classique, un critère biunivoque de la non-sphéricité des particules.

### 12.2.3 Le système à Deux Modes (DM)

Le système à DM [15, 10, 11] effectue la mesure de deux différences de phase correspondant à deux "diamètres" de la particule détectée, voir la figure 12.11.

Dans cette figure est *schématisé* le parcours des rayons lumineux réfléchis par la particule et collectés par les détecteurs (la réfraction n'est pas considérée en raison de la complexité du chemin optique des rayons correspondant, les effets sont cependant de nature identique). Dans les conditions normales de fonctionnement du système DM (voir chapitre 6), le système Plan effectue une mesure du diamètre de la particule suivant ( $OZ$ ) et le système SM suivant ( $OX$ ) (la largeur angulaire des détecteurs est négligée ici). Le rapport de phase obtenu est donc un indicateur du rapport de deux rayons de courbure "locaux" orthogonaux de la particule.

Une estimation peut être faite de l'échelle à laquelle la mesure de ces deux diamètres est faite. Dans la figure 12.11, les angles  $\tau_x$  et  $\tau_y$  correspondent aux angles introduits dans la figure 8.9. Il rend compte du paramètre d'impact transverse des rayons réfléchis dans la direction des détecteurs (localisés hors de l'axe moyen de la collection, angle  $\theta$ ). Pour le système Standard Modifié (SM) (en noir sur la figure), cet écart s'exprime par l'angle d'élévation  $\pm\psi$  et pour le système Plan par l'angle d'élévation  $\pm\delta\psi_m$ .

$$\delta z = \cos[(\delta\psi_m/2)] D \quad \delta x = \cos[(\psi/2)] D \quad (12.4)$$

Pour les paramètres du test sur la mesure d'indice <sup>9</sup> et une particule de  $200\mu m$ , on trouve que  $\delta z = 7.9\mu m$  et  $\delta x = 12.0\mu m$ . La mesure par réflexion des deux rayons de courbure de la

---

<sup>9</sup> voir le chapitre 6,  $\delta\psi_m = 4.5^\circ$  et  $\psi = \pm 6.9^\circ$

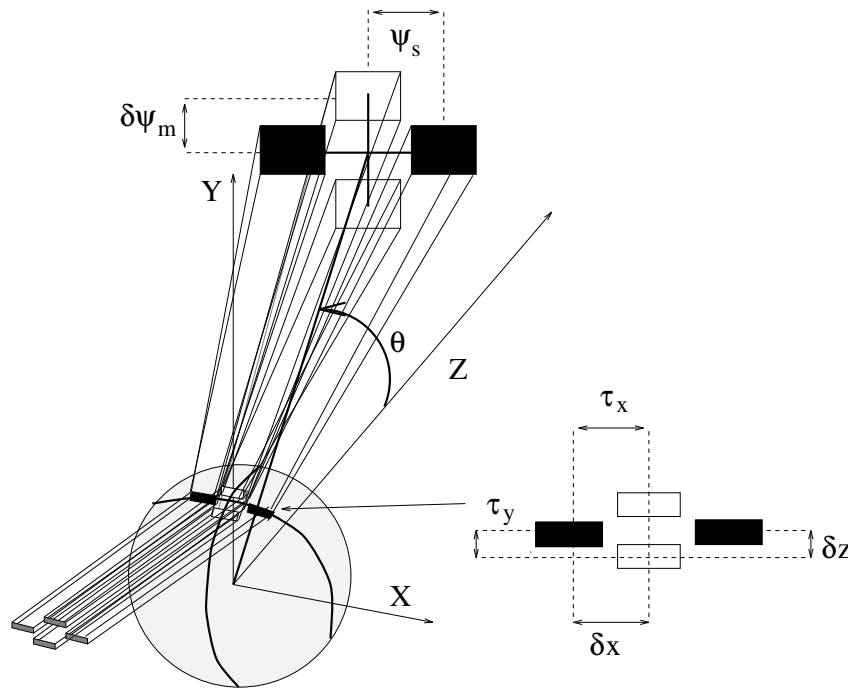


FIG. 12.11 - Schéma du parcours des rayons réfléchis par une particule qui sont collectés par un système Phase Doppler à deux modes. Ce système mesure de manière simultanée le "diamètre équivalent" de la particule suivant deux directions.

particule est ainsi effectuée sur une portion de surface de  $\approx 16\mu m$  de large suivant  $(OZ)$  et  $\approx 24\mu m$  suivant  $(OX)$ <sup>10</sup>. La mesure effectuée est locale, son échelle de mesure correspond à un dixième du diamètre de la particule.

Noter que le déplacement de la particule dans le volume de mesure ne modifie que très peu les dimensions et la position de cette zone de mesure. En effet, le déplacement de la particule dans le volume de mesure est de l'ordre de quelques centaines de microns alors que l'optique de collection est typiquement à  $0.3m$  du point de mesure. L'angle de diffusion est donc pratiquement constant. Il n'y a pas "balayage" de la surface des particules lors de la mesure.

Le rapport de phase est normalement utilisé pour augmenter la dynamique des tailles mesurables, son utilisation pour l'estimation de la sphéricité des particules doit donc être l'objet d'un compromis. A titre d'exemple, on peut s'attendre à ce que pour des gouttes d'eau et une dynamique de  $5 - 200\mu m$ , la résolution maximale sur la sphéricité soit de l'ordre de quelques pour cent (chapitre 9).

#### 12.2.4 Conclusion et perspectives

Le système à deux modes, de par la géométrie de son unité de collection mesure (simultanément) la taille des particules suivant deux axes. Le rapport de phase des deux systèmes qui le

<sup>10</sup> Cette surface est en fait plus importante de par les dimensions des détecteurs. Elle reste cependant du même ordre de grandeur et donc locale.

constituent est donc particulièrement sensible à la sphéricité des particules. Ce système devrait à terme, pouvoir être utilisé pour remonter à la taille réelle des particules oblates/problates à partir d'une mesure locale de deux rayons de courbure et d'une hypothèse sur leur forme (Sphéroïde).

Des applications telles que, le suivi de la déformation d'une goutte immobile sous l'effet de contraintes aérodynamiques et/ou thermiques, la détection des gouttes déformées/oscillantes après arrachage/collision dans les polydispersions, l'étude de la croissance des perturbations d'un jet liquide cylindrique [28] (voir la figure 12.12 et la première partie de ce chapitre) sont également envisageables. Ces perspectives d'applications devront cependant être étayées dans un travail futur *plus approfondi*, elles semblent néanmoins d'ores et déjà intéressantes pour de nombreux domaines.

Ajoutons encore à titre de perspectives, que la technique des Deux Bouffées (chapitres 7 et 8) doit également pouvoir être utilisée pour l'étude des particules oscillantes ou déformées. En effet, alors que la phase de chaque bouffée produite par une particule constitue une mesure locale de sa taille, la distance entre les deux bouffées (utilisée par Hess et al [130, 131]) permet une autre estimation de la taille de la particule, mais à grande échelle cette fois. La différence d'échelle à laquelle ces deux types de mesures sont effectuées doit rendre possible un diagnostic de la sphéricité des particules détectées.

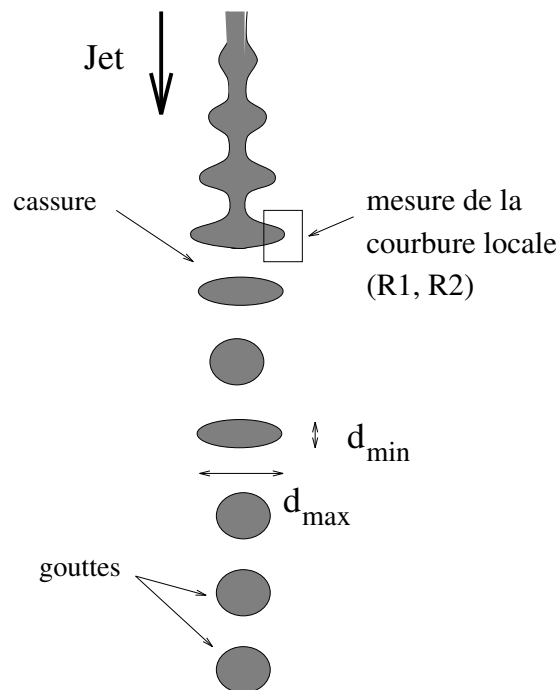


FIG. 12.12 - Exemple d'utilisation de la mesure simultanée de deux rayons de courbure: l'étude de la croissance des perturbations d'un jet liquide. Avant cassure du jet, on peut espérer obtenir une information sur la forme et la croissance des modes. Après cassure du jet, la vibration des gouttes oblates/problates/sphériques peut être étudiée.



### 12.3 Les particules de forme irrégulière

L'Anémométrie Phase Doppler (APD), performante pour la mesure de particules sphériques individuelles, est "connue" pour ne pas permettre la mesure des particules irrégulières.

Dans ce qui suit quelques éléments de réflexion sur la possibilité d'étendre l'APD au diagnostic de ces particules sont donnés. L'approche développée est essentiellement basée sur le suivi temporel des évolutions de phase des signaux collectés. Ce travail a été entamé à la suite de la demande d'un industriel. Le problème de celui-ci était d'obtenir à l'aide d'un système ADL des mesures de flux en nombre de billes métalliques (dans un écoulement) fiables. Notons que Naqwi et al [182] ont entamé un travail sur ce sujet, en abordant le problème de manière statistique. Hardalupas et al [181], ont développé une technique d'imagerie basée sur la diffraction et l'utilisation d'une sonde Doppler, qui permet d'obtenir des informations intéressantes sur ce type de particules.

#### 12.3.1 Principe de notre approche

La notion de sphéricité d'une particule est liée à son échelle d'observation. Dans le domaine de la diffusion de la lumière, la notion d'échelle est intimement liée à la longueur d'onde incidente. Ainsi les particules de la zone de Rayleigh (de diamètre inférieur à la longueur d'onde) diffusent de manière quasi indépendante de leur forme [43] alors que ce n'est pas du tout le cas des particules dont le paramètre de taille  $\alpha = \pi D/\lambda$  est plus important que 1 (domaine granulométrique de l'APD)<sup>11</sup>. Pour l'APD, la notion d'échelle est également liée, comme nous l'avons montré dans la section 12.2 (particules ovoïdes), aux dimensions de la surface des particules effectivement observée. Nous avons ainsi estimé que pour une particule *sphérique* de  $200\mu m$  mesurée par *réflexion*, la longueur de la surface mesurée est de l'ordre de  $25\mu m$  et que de plus, cette surface n'évolue que très peu au cours la trajectoire de la particule dans la sonde.

Dans le cas des particules irrégulières, on peut se demander si cette mesure locale d'un rayon de courbure ne peut pas être utilisée pour diagnostiquer par APD ces particules et si possible: d'estimer leur état de surface. La figure 12.13 présente le schéma d'une particule irrégulière, uniquement construite à partir de sphères de différents diamètres (AkhtarMonte et al [183] utilisent le même schéma). Suivant l'échelle ou le point de sa surface à laquelle on l'observe, cette particule est telle que l'on peut considérer que:

- A grande échelle, elle est de nature ponctuelle et est équivalente à une sphère (cas des grandes longueurs d'onde).
- Certaines zones de sa surface, observées à moyenne échelle, sont parfaitement sphériques alors que d'autres ne le sont qu'à petite échelle...
- Certaines zones (connexes) ne peuvent pas être considérées comme une portion de surface de forme "ovoïde".

Suivant le principe de l'APD on peut penser que la mesure de portions de sphères isolées est tout à fait possible. La nature locale de la mesure de taille par APD n'implique cependant

---

<sup>11</sup>L'APD se place essentiellement dans le domaine visible  $0.4 \mu m < \lambda < 0.8 \mu m$ .

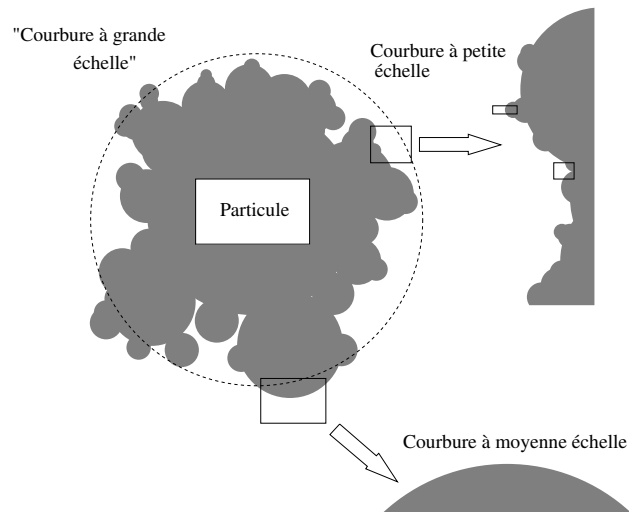


FIG. 12.13 - Bien que cette particule soit faite d'une agglomération de sphères, suivant l'échelle à laquelle on observe sa surface ou sa forme globale, elle s'écarte totalement (portion de surface convexe) ou non de la forme sphérique.

pas, malgré les remarques liées à la figure 12.13, que l'on puisse estimer un rayon équivalent des excroissances sphériques à la surface de plus grosses particules (à n'importe qu'elle échelle). En effet, d'autres portions de la grosse particule *éclairées par le volume de mesure* peuvent diffuser dans la direction des détecteurs et donc perturber les signaux phase Doppler attendus, voir la figure 12.15. Le problème est dans ce cas ramené à celui de la diffusion de particules sphériques posées sur une surface [184].

A défaut de modèle théorique pour étudier la réponse d'un système phase Doppler à ce type de particules, nous avons opté pour une première approche expérimentale qui est détaillée dans ce qui suit. Néanmoins, avant de faire ceci, on peut remarquer que les particules placées dans un écoulement peuvent être en rotation sur elles-mêmes [83] en raison des contraintes aérodynamiques (la forme irrégulière doit amplifier le phénomène), des chocs entre particules... Suivant cette remarque, la surface des particules effectivement mesurée par un système phase Doppler pourrait a priori évoluer au cours de la mesure. Cependant, si l'on considère une particule qui traverse une sonde de diamètre apparent  $400\mu\text{m}$  à  $1\text{m/s}$ , le temps de transit de cette dernière dans la sonde n'est que de seulement  $0.4\text{ms}$ . La particule doit donc avoir une vitesse de rotation sur elle-même, de plus de  $2500\text{ tr/s}$ , pour qu'une section principale de sa surface soit complètement balayée lors de la mesure. Cette vitesse de rotation semble très supérieure à ce que l'on peut attendre, l'influence de celle-ci est de ce fait négligée dans ce qui suit.

### 12.3.2 Tests expérimentaux sur des billes à facettes

#### Configuration expérimentale

Les billes métalliques utilisées pour ce test, observées au microscope optique, étaient sphériques, bien que possédant quelques facettes (dues à des chocs). Leur surface était légèrement

oxydée et leur taille dans la gamme  $400 - 500\mu m$ . Pour simuler un écoulement, les billes étaient placées sur un support vibrant incliné les laissant tomber en petit nombre dans la sonde phase Doppler.

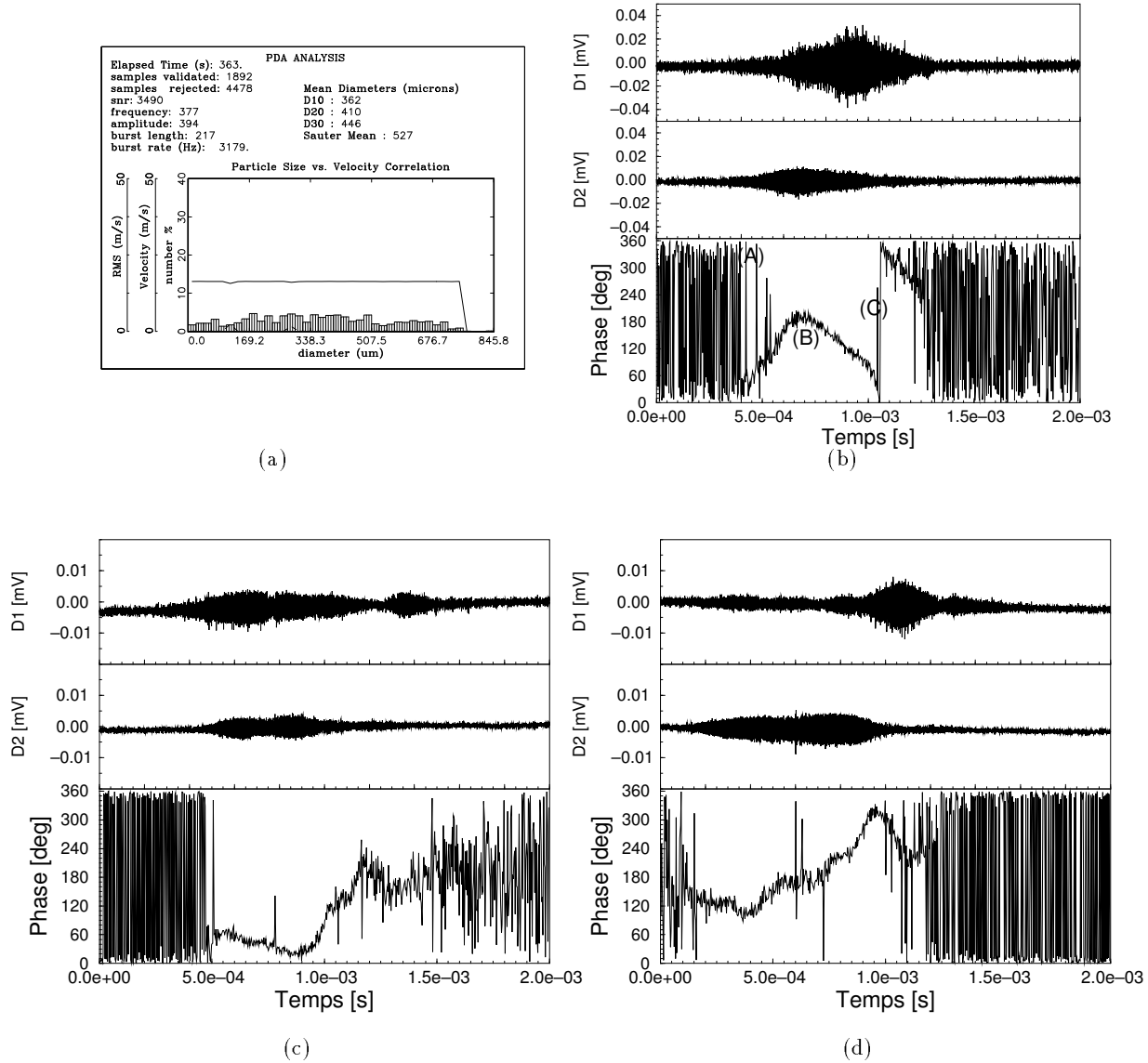


FIG. 12.14 - Particules métalliques irrégulières, de taille moyenne  $\approx 350 - 550\mu m$ : (a) histogramme de taille obtenu avec un système phase Doppler à deux détecteurs, (b),(c),(d) signaux expérimentaux avec évolution de la différence de phase correspondant.

La géométrie était "standard" puisque les billes métalliques diffusent dans la direction des détecteurs exclusivement par réflexion. L'angle entre les faisceaux du système était de  $\alpha = 1.2^\circ$ , la polarisation parallèle au plan d'observation, la longueur d'onde de  $\lambda = 0.515\mu m$ , l'angle hors axe de  $\phi = 30^\circ$  et la collection composée de deux détecteurs d'angles d'élévation  $\psi = \pm 2.3^\circ$ , pour une distance au point de mesure de  $500mm$ . Le facteur de conversion de la phase était dans ces conditions de  $1.1^\circ/\mu m$ . Le diamètre de la sonde était de  $2\omega_o = 440\mu m$ . Afin

d'augmenter la modulation des signaux collectés, un décalage en fréquence de  $700\text{ KHz}$  était introduit entre les deux faisceaux, pour une bande passante du filtrage de  $0.5 - 1\text{ MHz}$ . La fréquence d'échantillonnage des signaux était de  $5\text{ MHz}$ , soit une moyenne de 7 à 8 points par cycle.

### Résultats préliminaires

La figure 12.14 (a) présente un histogramme de taille obtenu avec le système phase Doppler détaillé précédemment, le traitement des signaux a été effectué avec le logiciel INVENT [93]. Les figures (b), (c), (d) présentent quelques signaux obtenus, avec pour chaque figure, de haut en bas: le signal donné par le détecteur 1, le signal donné par le détecteur 2, l'évolution de la différence de phase entre les deux signaux.

On constate que toutes les classes de tailles de la figure 12.14 (a) sont remplies, alors que nous avons observé au microscope optique une distribution assez étroite. Pour les trois autres figures, les signaux sont très bruités et d'intensité faible et inégale entre les deux voies. Les évolutions de phase sont, d'une manière générale, décomposables en deux parties:

- Les oscillations entre  $0$  et  $360^\circ$  ((A), figure 12.14 (b)) sont dues au bruit (absence d'un signal de puissance suffisante...),
- Les évolutions basse fréquence qui sont propres aux signaux ((B), figure 12.14 (b)).

Alors que pour une sphère parfaite les évolutions de phase sont constantes en l'absence d'effets de trajectoire (chapitre 4), on observe dans les figures (b), (c), (d) de fortes évolutions. Dans la figure (b), la phase est visiblement passée dans sa première partie (A) au dessus de  $360^\circ$ , d'où une discontinuité de l'évolution de phase qui n'est donc qu'apparente (C). L'évolution de phase est ensuite lente (B), si l'on excepte les petites oscillations dues à la CSDW (chapitre 3) et au bruit. La phase culmine à  $\approx (190 + 360)^\circ$  (B) pour redescendre en fin de signal (C). Si l'on interprète cette phase en terme de diamètre, celui-ci évolue en partant de  $\approx 370\mu\text{m}$ , culmine à  $500\mu\text{m}$ , et redescend à  $\approx 220\mu\text{m}$ . Pour les autres figures, les évolutions de phase sont moins importantes. Pour la figure 12.14 (d), ces évolutions traduites en terme de diamètre le font varier entre  $\approx 380\mu\text{m}$  et  $\approx 490\mu\text{m}$  (si l'on considère qu'il faut ajouter systématiquement  $360^\circ$  à la phase).

On ne peut pas relier directement ces évolutions de phase aux tailles des particules détectées, on peut cependant s'étonner de leur importance. Une explication possible de ceci peut venir du rôle de la pondération par le gradient d'intensité de la sonde des processus de diffusion de certaines zones de la surface des particules, voir la figure 12.15. En effet, dans le cas d'une sonde de dimension non négligeable face aux dimensions des irrégularités de surface, figure 12.15(a), plusieurs zones de la surface peuvent diffuser dans la direction des détecteurs. Lors du déplacement de la particule dans le volume de mesure, les différentes zones de la surface contribuant au signal Doppler vont voir varier leur éclaircissement du fait de la répartition gaussienne d'intensité dans la sonde. Leur contribution au signal est donc variable dans le temps. Cet effet peut être qualifié "*d'Effet de Trajectoire*" (ET) et expliquer les évolutions de phase observées lors des tests expérimentaux. Remarquons que les ET pour les particules sphériques engendrent également de fortes évolutions de phase des signaux phase Doppler, sans que cela corresponde à des variations

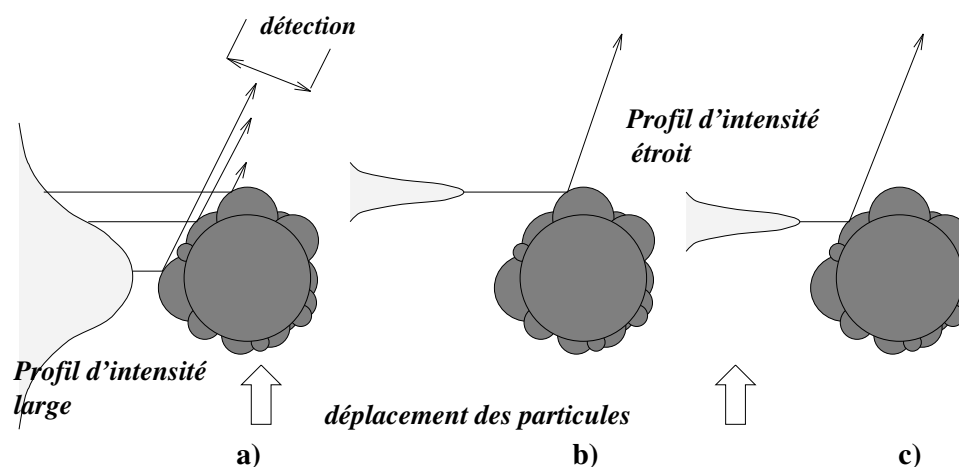


FIG. 12.15 - Le rapport entre la section relative des faisceaux d'éclairage et les dimensions des irrégularités de surface des particules joue un rôle déterminant sur la résolution des processus de diffusion collectés par les détecteurs.

physiques de leur taille. Si les dimensions de la sonde optique sont plus réduites, figure 12.15 (b) et (c), on peut espérer que, comme pour la technique des deux bouffées (chapitres 7 et 8) il y ait une séparation des divers processus de diffusion. Ceci devrait faciliter l'interprétation des signaux phase Doppler acquis dans ces conditions. Les dimensions de la sonde optique vis à vis des irrégularités de surface des particules sont bien sûr, suivant cette tentative d'explication, de première importance.

L'industriel utilisateur des billes métalliques avait comme problème, un taux de comptage des billes (leur taille ne l'intéressait pas dans un premier temps) anormalement faible et peu fiable.

L'usure des billes les rend moins sphériques (apparition de facettes). Ceci ne peut qu'entraîner une diminution du taux de validation des mesures de taille mais pas, a priori, du taux de comptage. De même, l'oxydation des billes modifie leur surface et leur pouvoir de diffusion. Ceci ne devrait pas modifier leur taux de comptage pour peu que l'on augmente le gain des détecteurs (ce paramètre est cependant très complexe). L'explication du taux de comptage anormalement variable observé avec ce type de particules est vraisemblablement donnée par la figure 12.16.

Cette figure correspond aux signaux recueillis lors du passage d'une bille dans les mêmes conditions que précédemment. On remarque que sur la première voie un signal est présent alors qu'aucun signal n'est observable sur la deuxième voie, hormis le bruit. En fait, cette bille a été détectée parce que le signal de la voie 1 dépassait en intensité un certain seuil (niveau de déclenchement du système). Si le phénomène physique contraire s'était produit (absence de signal sur la voie 1), le signal de la voie 2 n'aurait pas été détecté malgré la présence d'une particule. La détection sur un niveau seuil n'est pas adaptée à ce type de particules, diffusant peu, de manière non-isotrope (présence de facettes,...) et donnant des signaux très bruités (surface irrégulière oxydée,...). Ce type de détection conduit à des erreurs importantes dans le comptage

des particules.

Le signal Doppler de la voie 2, indiscernable par son amplitude, semble cependant exister d'après l'évolution de phase. Des portions de celle-ci semblent en effet évoluées continument sur de brèves périodes.

La nouvelle courbe introduite dans la figure 12.6 par rapport aux figures 12.15 (a) (b) et (c), représente l'évolution de la fréquence déduite du produit des spectres de Fourier des voies 1 et 2, calculée en continu.

En l'absence de signal sur la voie 2 cette fréquence est nulle. En présence de celui-ci, on constate l'apparition d'un brusque saut correspondant à la fréquence Doppler commune aux deux voies. Cette traduction d'une "corrélation" (voir le chapitre 3) sur les spectres des signaux permet une

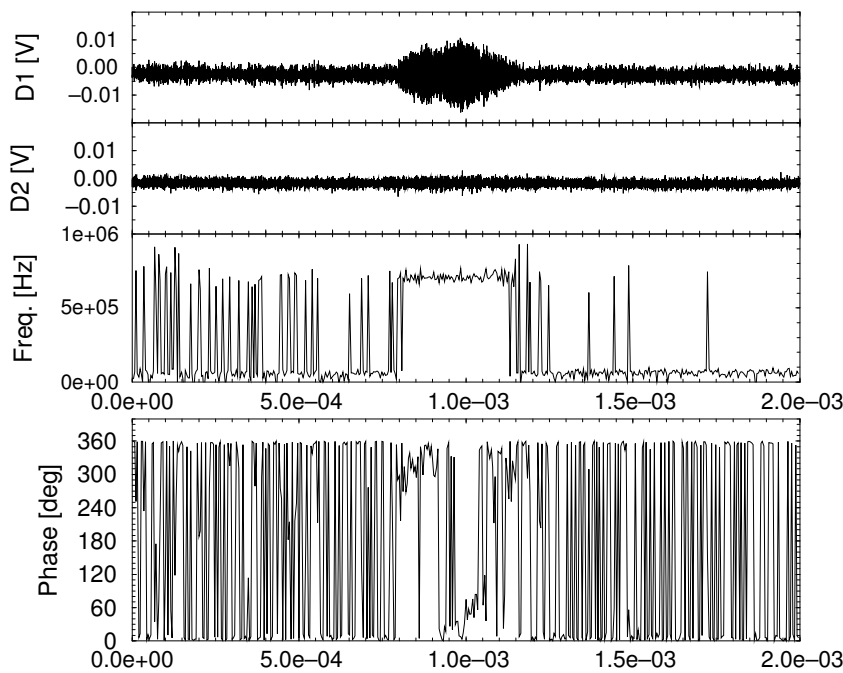


FIG. 12.16 - *L'absence apparente de signal sur la voie 2 est probablement due à une diffusion non-isotrope des particules. Si ce phénomène s'était produit sur la voie 1, la bille n'aurait pas été détectée. D'où un défaut dans le comptage du flux de billes. L'évolution en "continu" de la fréquence commune des signaux permet en revanche de diagnostiquer clairement l'apparition d'un signal sur les deux voies.*

détection de la présence d'une particule bien plus efficace que l'utilisation d'un niveau d'amplitude seuil. Cette solution semble la mieux indiquée pour le comptage de particules donnant des signaux très bruités. Remarquons que l'utilisation d'une transformée de Fourier rapide en continu pour la détection de ce type de signaux a été également testée par Bachalo et al [110] et Qiu et al [5]. Ceux-ci ont d'ailleurs développé, suivant ce principe, des systèmes électroniques intégrés.

### 12.3.3 Perspectives

Au niveau expérimental, ce travail devra être poursuivi par une étude plus large et surtout quantitative (statistique) des évolutions observées. La caractérisation des évolutions de phase des signaux Phase Doppler par une grandeur appropriée, en fonction d'un état de surface connu de particules, semble une étape intéressante à réaliser. La difficulté de cette étape réside cependant dans la détermination de la propriété caractérisant au mieux les variations de phase observées. Un test utilisant une analyse de Hurst [185, 186] de ces signaux a d'ailleurs déjà été effectué. Bien que l'application de cet outil, qui vise à évaluer la nature déterministe des signaux, n'ait pas été concluante, ce type d'analyse devrait être pertinente à terme. L'utilisation de feuilles laser (chapitre 8) devrait également permettre d'éclaircir certaines des remarques soulevées sur l'importance des dimensions des faisceaux d'éclairage.

La présence des fortes évolutions de phase dans les signaux produits par les particules irrégulières est en elle-même un moyen simple de les reconnaître. Des applications comme la reconnaissance de particules irrégulières (oxydées...) parmi des particules régulières (billes de latex, gouttes d'eau,...) sont donc réalisables par APD.

Au niveau théorique, des travaux sont effectués par différents auteurs pour modéliser la diffusion de la lumière par des surfaces rugueuses [187, 188, 184] et des particules irrégulières [189, 183]. L'avancement de ces travaux est donc à suivre.

## 12.4 Conclusion

Dans ce chapitre, le problème de l'extension de l'anémométrie phase Doppler aux trois formes de particules suivantes a été abordé: cylindrique (fibre), ovoïde et irrégulière.

Dans le cas des fibres, il a été montré de façon expérimentale que la mesure de la section et de la vitesse de fibres en mouvement transversal ou longitudinal est tout à fait possible par APD. La précision des mesures obtenues, à l'aide du système à deux modes développé au laboratoire, est de l'ordre de quelques pour cents pour une fibre de quelques centaines de microns, ce qui permet d'envisager l'application de l'APD à la mesure de fibres transportées par les écoulements (fibres d'isolation, de renfort,...), sur filière ou au cours du fibrage.

En ce qui concerne les particules de forme ovoïde, il a été montré qu'il est possible d'obtenir pour chaque particule détectée deux rayons de courbure, de façon simultanée. Ceci à condition d'utiliser un système phase Doppler à deux modes ou la Technique des Deux Bouffées. Les applications envisagées sont nombreuses.

Pour les particules irrégulières, une méthode permettant de les différencier des particules sphériques régulières a été proposée. Ce qui constitue d'ores et déjà, pour de nombreuses applications, un résultat intéressant. Quelques points de réflexion quant à la possibilité de diagnostiquer l'état de surface des particules détectées ont également été proposés.

## Chapitre 13

# Conclusion Générale

Au cours de ce travail de thèse, trois axes de recherche liés au diagnostic optique des milieux diphasiques ont été développés. Ils sont tous trois essentiellement basés sur la technique de *granu-vélocimétrie* de particules individuelles, que constitue à l'origine l'Anémométrie Phase Doppler. La prise en compte de l'influence des dimensions des faisceaux d'éclairage sur l'information collectée pour chaque particule a été au centre de ce travail, de par son importance et les spécificités dans ce domaine de mon laboratoire d'accueil pour ce travail de thèse.

La première partie de mon travail a visé à l'amélioration de la qualité des mesures de taille et des mesures de flux des particules sphériques homogènes par Anémométrie Phase Doppler. Les solutions apportées permettent l'élimination en tout ou partie des erreurs liées aux trajectoires indéterminées des particules dans la sonde de mesure. Deux géométries phase Doppler et une méthode de traitement des signaux phase Doppler ont ainsi été proposées: la géométrie Plane et la géométrie Standard Modifiée. Elles permettent d'éliminer ces effets pour des trajectoires de particules inclinées de moins de  $45 - 60^\circ$  par rapport à une direction attendue. La première a fait l'objet de deux dépôts de brevets, un Allemand et l'autre Européen. Une troisième géométrie, combinant les deux précédentes, a également été proposée: la géométrie à Deux Modes. Cette dernière est plus adaptée à la granulométrie et aux mesures de flux dans les écoulements complexes, de par sa capacité à mesurer deux composantes de vitesse pour chaque particule détectée et l'utilisation d'un rapport de phase. Elle est actuellement développée par un constructeur Dano-Germanique, en vue d'une commercialisation. Ces travaux sur les mesures granulométriques ont été effectués en collaboration étroite avec le laboratoire du Professeur F. Durst (LSTM, Allemagne). Ils se poursuivent encore à l'heure actuelle, notamment sur la compréhension des paramètres influants sur la forme du volume de mesure phase Doppler.

Le deuxième axe de mon travail de recherche a porté sur l'extension de l'Anémométrie Phase Doppler à la mesure des parties réelle et complexe de l'indice des particules détectées, en plus de la mesure de leur taille et de leur vitesse. Deux nouvelles techniques ont ainsi pu être proposées: la Technique des Deux Bouffées, qui permet la mesure de la partie réelle ( $m$ ) et complexe ( $k$ ) de l'indice; et une technique basée sur la géométrie à Deux Modes, qui permet la mesure de la



partie réelle de l'indice. Pour la première technique, des tests numériques et expérimentaux à partir de gouttes monodispersées ont été effectués. La résolution obtenue, lors du test sur la mesure de l'indice réel, a permis de distinguer clairement, de manière statistique, des gouttes d'eau ( $m = 1.33$ ) de gouttes d'éthanol ( $m = 1.36$ ) et d'eau sucrée ( $m=1.41$ ) de différentes tailles. Dans le cas des mesures d'absorption, la possibilité de distinguer des gouttes d'encre dont la partie imaginaire de l'indice (absorption) variait dans la gamme ( $k = 0, 0.78 \cdot 10^{-4}, \dots, 2.49 \cdot 10^{-3}$ ), a pu être clairement établie. Il est à noter que cette technique de mesure d'absorption ne nécessite aucune calibration expérimentale préalable et qu'elle est de ce fait parfaitement adaptée à l'étude des milieux intermittants. Diverses propositions pour l'amélioration de la résolution de cette technique ont également été faites, notamment l'utilisation d'un volume de mesure de type gaussien/elliptique à deux couleurs qui doit permettre, entre autres, une meilleure estimation des flux (2 composantes de vitesse) ainsi qu'une détection des signaux plus aisée.

Un test de reconnaissance d'indice de gouttes, lors de l'interaction de deux sprays, l'un d'eau et l'autre d'éthanol, a été effectué à l'aide de la technique basée sur la géométrie à Deux Modes. Ce test a permis de montrer que le suivi du taux de mélange de gouttes et donc l'étude des phénomènes de coalescence est rendue possible avec cette technique. Celle-ci, comme la précédente, permet d'obtenir pour chaque particule détectée: sa taille, sa vitesse (2 composantes), la partie réelle de son indice, ainsi que les flux associés.

Ce travail sur la mesure de l'indice devrait trouver de nombreuses applications pour l'étude des milieux diphasiques. En effet, il rend possible en plus des mesures de taille et de vitesse, le suivi des particules dans un écoulement (marquage par l'indice), l'étude des phénomènes de coalescence, séchage, ou l'estimation de la température (fortes variations) de gouttes. La résolution des techniques proposées est cependant restreinte en raison de limites propres à la technique phase Doppler elle-même. Aussi, une technique complémentaire est également en voie d'étude: la technique de l'angle d'arc-en-ciel. Cette dernière permet une meilleure estimation de l'indice, mais est confrontée à certains problèmes en suspens, dont certains ont été brièvement mis en évidence dans l'introduction de la deuxième partie de ce manuscrit. Elle est de ce fait complémentaire des techniques développées ici, à partir l'Anémométrie Phase Doppler.

Le troisième axe de recherche de mon travail a porté sur l'extension de l'Anémométrie Phase Doppler à d'autres type de particules que les sphères homogènes.

Le cas ayant fait l'objet du travail le plus conséquent est celui des sphères multicouches. Pour celles-ci, un travail analytique a été effectué pour étendre la théorie de Lorenz-Mie généralisée à ce type de particules, rendant possible la description rigoureuse de l'interaction entre un faisceau de forme arbitraire et une particule sphérique composée de  $n$ -couches d'indice complexe. Il est apparu que dans ces conditions, les coefficients externes de diffusion ( $A_n^m$ ,  $B_n^m$ ) s'expriment simplement comme le produit des coefficients de forme des faisceaux d'éclairage ( $g_{n,TM}^m$ ,  $g_{n,TE}^m$ ) et des coefficients de diffusion d'une particule multicouche éclairée par une onde plane ( $A_n$ ,  $B_n$ ). Un résultat similaire a été obtenu pour les coefficients internes de diffusion. Compte tenu de ces résultats, des programmes de calculs ont pu être aisément développés, notamment pour le calcul des forces de pression de radiation, des diagrammes et sections efficaces de diffusion et des signaux phase Doppler produits par de telles particules. Ce travail théorique a permis de mettre en évidence à partir de simulations numériques, la possibilité de mesurer simultanément

par Anémométrie Phase Doppler, les dimensions extérieures et intérieures de particules dotées d'un coeur absorbant. Il a également été montré qu'un système phase Doppler classique est peu sensible à la présence de gradients de température à l'intérieur des particules détectées. Ces derniers résultats sont particulièrement importants pour l'étude granulométrique des milieux en combustion où, du fait des gradients thermiques et des phénomènes d'évaporation, les particules à couches sont particulièrement susceptibles d'être rencontrées. Ce travail est à l'heure actuelle utilisé pour le développement d'une expérience visant à la détection des particules à coeur telles que les cénosphères, qui constituent lors de la combustion de certains fuel lourds une source de pollution importante. Notons qu'un travail récent, en collaboration avec le Prof. Wu de l'université de Xian (Chine), a permis d'étendre de manière très importante le domaine d'application des codes de calcul des coefficients de diffusion de la sphère multicouches, ce qui supprime toute limite à l'applicabilité du travail théorique effectué dans cette thèse.

La mesure des particules hétérogènes a également été abordée lors de ce travail. La Technique des Deux Bouffées, initialement développée pour la mesure de l'indice, s'est en effet avérée particulièrement intéressante pour la mesure de la taille de ces particules et susceptible de donner une information sur l'importance de l'hétérogénéité des particules mesurées. Ceci a été montré lors d'un test expérimental sur des gouttes monodispersées. Lors de ce test, l'amélioration obtenue sur les mesures de taille, pour des solutions d'encre et d'eau chargée en particules d'oxyde de titane, s'est révélée substantielle et l'influence de l'hétérogénéité des particules visible (bien que non perturbante et non exploitée). Les applications de ce travail visent l'étude des phénomènes de séchage des sprays et des milieux multiphasiques en général.

Dans le cas des particules cylindriques (fibres), il avait été montré au laboratoire, par Mignon et al, que l'Anémométrie Phase Doppler permettait d'effectuer, à partir de deux optiques de collection séparées, la mesure du diamètre de fibres d'une dizaine de micromètres de section en mouvement transversal. Au cours de cette thèse, il a été montré que la mesure de fibres de quelques centaines de micromètres de section est tout à fait possible à partir d'une géométrie à Deux Modes compacte, pour des fibres en déplacement transversal et longitudinal. Toutefois, du fait de la diffusion en nappe des fibres, celles-ci ne peuvent être mesurées que pour une orientation donnée. Cette limite n'est cependant pas trop restrictive pour de nombreuses applications; elle permet par ailleurs, d'effectuer une cartographie angulaire de l'orientation locale des fibres. Les applications envisagées pour ce travail porte sur le suivi temporel du diamètre de fibres en cours de fibrage, filage, ou en écoulement turbulent, ainsi que l'étude de jets liquides cylindriques.

Le cas des particules ovoïdes (oblates/problates) a également été abordé au cours de ce travail. La géométrie à Deux Modes permet en effet la mesure, pour chaque particule détectée, de deux rayons de courbure orthogonaux. Elle est, de ce fait, parfaitement adaptée au diagnostic des particules s'écartant de la sphéricité. La technique proposée, encore à l'état d'ébauche, devra être étayée et sa résolution précisée dans un travail plus approfondi. Notons que la Technique des Deux Bouffées possède également des potentialités quant à ce type de diagnostic. Les applications visées pour ces techniques portent, à titre d'exemple, sur l'étude des propriétés d'évaporation des particules oscillantes et d'une façon plus générale sur la détection des particules s'écartant de la sphéricité, présentes dans les milieux diphasiques.

Le cas des particules irrégulières (non-sphériques) a également été abordé à partir de quelques remarques. La possibilité d'aller vers le diagnostic (et non la granulométrie) de ce type de parti-

cules par Anémométrie Phase Doppler semble dans une certaine mesure possible. Une méthode de différenciation entre des particules sphériques homogènes et de telles particules a été proposée.

Finalement, ce travail de thèse ouvre de nombreuses voies pour l'amélioration de la qualité et de l'étendue du diagnostic des milieux diphasiques. Certains des travaux présentés sont bien sûr plus aboutis que d'autres. Ainsi le problème des effets de trajectoire est à mon sens pratiquement clos, bien qu'un certain travail reste à effectuer sur les mesures de flux. Pour ce qui est des techniques de mesure de l'indice, leur application à l'étude de phénomènes physiques complexes est possible à court terme, ceci parce que les test expérimentaux de faisabilité effectués dans cette thèse ont d'ores et déjà démontré le bien fondé des voies ouvertes, ainsi que l'importance de leurs applications potentielles. Les travaux sur le diagnostic des particules non-sphériques ou non-homogènes sont certainement les plus ouverts et nécessiteront un travail de recherche complémentaire. Bien que là encore, on puisse distinguer le cas des particules à coeur, multicouches et des fibres, pour lesquelles les applications devraient aboutir dans le moyen terme, suivant les opportunités, alors que le diagnostic des particules irrégulières et des particules ovoïdes demandera un travail complémentaire plus important.

# Bibliographie

- [1] F. Onofri, C. Rozé, and G. Gréhan. Traitement des signaux Phase Doppler et ADL sujets aux effets de trajectoire: analyse par ondelettes. In *9 èmes Journées d'Etudes sur les Aérosols (PARIS)*, pages 81–89, December 8-9 1992.
- [2] F. Onofri. Méthodes de suivi de Phase appliquées à la détection des effets de trajectoire dans les granulo-vélocimètres Phase Doppler, 1993. Rapport Interne LESP URA-CNRS 230, 15 pages.
- [3] G. Gréhan, G. Gouesbet, A. Naqwi, and F. Durst. On elimination of the trajectory effects in Phase Doppler systems. In *5 th European Symposium Particle Characterization (PARTEC 92), Nurnberg*, pages 309–318, 24-26 March 1992.
- [4] Y. Aizu, F. Durst, G. Gréhan, F. Onofri, and T.-H. Xu. A PDA system without Gaussian beam defects. In *3rd Int. Cong. on Optical Partical Sizing , Yokohama (JAPAN)*, pages 461–470, 1993. to be reprinted in an A.S.M.E Journal.
- [5] Y. Aizu, J. Domnick, F. Durst, G. Gréhan, F. Onofri, H.H. Qiu, M. Sommerfeld, T.-H. Xu, and M. Ziemann. A new generation of Phase Doppler instruments for particle velocity, size and concentration measurements. *Part. Part. Syst. Charat.*, 2:43–54, 1994.
- [6] F. Durst, Y. Aizu, T.H. Xu, G. Gréhan, G. Gouesbet, and F. Onofri. Laser-Doppler-gerat sowie verfahren zum betreiben eines solchen gerates, 1994. Brevet Allemand, Ref. Pat2153/3–93.
- [7] F. Durst, Y. Aizu, T.H. Xu, G. Gréhan, G. Gouesbet, and F. Onofri. Laser-Doppler-gerat sowie verfahren zum betreiben eines solchen gerates, 1994. Brevet Européen, n° 94112579.1, Applicant: Invent Entwicklung Neuer Technologien GmbH.
- [8] T.H Xu and C. Tropea. Improving the performance of two-component Phase Doppler Anemometry. *Meas. Sci. Techn.*, 5:969–975, 1994.
- [9] G. Gréhan, F. Onofri, T. Girasole, and G. Gouesbet. Measurement of bubbles by phase Doppler technique and trajectory ambiguity. In *7 th Int. Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon, July 11-14, 1994*. paper 18.2.
- [10] C. Tropea, T.H. Xu, F. Onofri, G. Gréhan, and P. Haugen. Dual-Mode Phase Doppler Anemometry. In *7 th Int. Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon, July 11-14, 1994*. 18.3.

- [11] C. Tropea, T.H. Xu, F. Onofri, G. Gréhan, and P. Haugen. Dual-Mode Phase Doppler Anemometer. In *4th Optical Particle Sizing Conference PARTEC95 (Nuremberg)*, pages 287–296, March 1995.
- [12] F. Onofri, G. Girasole, G. Gréhan, and G. Gouesbet. Contribution of the LESP to the optimization of the optical design and properties of the Dual Mode system, 1994. Rapport de contrat DANTEC-INVENT/LESP, 47 pages.
- [13] F. Onofri, G. Girasole, G. Gréhan, and G. Gouesbet. On the estimation of the  $xy$  cross section area of the DM-PDA, January 1995. Rapport de contrat DANTEC-INVENT/LESP, 22 pages.
- [14] DANTEC/INVENT measurement technologie, GmbH, AM Weichselgarten 21, D8520, Erlangen-Tennenlohen, Germany.
- [15] F. Onofri and G. Gréhan. Principe d'un PDA non-sujet aux effets de trajectoire permettant la mesure simultanée de deux composantes de vitesse et du diamètre de particules d'indice de réfraction inconnu, September 1993. Rapport Interne LESP URA-CNRS 230, 5 pages.
- [16] F. Onofri, G. Gréhan, G. Gouesbet, T.-H. Xu, G. Brenn, and C. Tropea. Phase-Doppler Anemometry with Dual Burst Technique for particle refractive index measurements. In *7th Int. Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon, July 11-14, 1994*, paper 21.4.
- [17] F. Onofri, T. Girasole, G. Gréhan, G. Gouesbet, G. Brenn, J. Domnick, C. Tropea, and T.-H. Xu. Phase-Doppler Anemometry with Dual Burst Technique for Measurement of Refractive Index and Absorption Coefficient Simultaneous with Size and Velocity. 1995. *submitted to Part. Part. Syst. Charat.*
- [18] G. Brenn, J. Domnick, F. Durst, C. Tropea, T.-H. Xu, G. Gréhan, and F. Onofri. The Dual Burst Technique and its application for sizing of heterogeneous particles. In *4th Opticle Partical Sizing conference-Partec95, Nurnberg, Germany 21-23 March*, pages 397–406, 1995.
- [19] F. Onofri. Modèle de la sphère à gradient d'indice concentrique discret éclairée par un faisceau de forme arbitraire. Rapport interne LESP URA CNRS 230 Rouen (FRANCE)., 1994. 40 pages.
- [20] F. Onofri, G. Gréhan, and G. Gouesbet. Electromagnetic scattering from a multilayered sphere located in an arbitrary beam. *Applied Optics*, 34(30):7113–7124, 1995.
- [21] F. Onofri and G. Gréhan. On the use of **multdiag.f**: computation of scattering diagrams for a multilayered sphere arbitrarily located in a gaussian beam. Rapport interne, LESP URA CNRS 230, Rouen (FRANCE), 1995. 27 pages.
- [22] K.F Ren, F. Onofri, G. Gouesbet, G. Gréhan, G. Martinot-Lagarde, and B. Pouligny. Radiation pressure: a tool for optical measurements of pico-newton forces. In *4th Optical Particle Sizing Conference PARTEC95, Nurember, Germany*, pages 97–106, March 1995.

- [23] F. Onofri, H. Mignon, G. Gouesbet, and G. Gréhan. Phase Doppler measurements of non spherical particles: cylindrical and multilayered particles. In *4th Optical Particle Sizing conference-Partec95, Nurnberg, Germany 21-23 March*, pages 275–284, 1995.
- [24] F. Onofri, D. Blondel, G. Gréhan, and G. Gouesbet. On the Optical Diagnosis and Sizing of Coated and Multilayered Particles with Phase Doppler Anemometry. *submitted to Part. Part. Syst. Charat., 1995.*
- [25] D. Blondel, F. Onofri, A. Garo, and G. Gréhan. Détection de particules à coeur par Anémométrie Phase Doppler. In *12 èmes Journées d’Etudes sur les Aérosols, COFERAe (PARIS), 1995*, 8 pages.
- [26] F. Onofri, A. Garo, G. Gouesbet, and G. Gréhan. Physique des phénomènes interfaciaux: transferts thermiques et combustion. Rapport d’étape de contrat/Action Incitative DSP8/LESP URA CNRS 230 Rouen (FRANCE), 1995. 8 pages.
- [27] J-P. Pages, F. Onofri, and G. Gréhan. Détermination de la taille et de l’indice d’une particule cylindrique par la technique de l’arc-en-ciel. In *12 èmes Journées d’Etudes sur les Aérosols, COFERAe (PARIS), 1995*, 8 pages.
- [28] C. Letellier, F. Onofri, B. Maheu, G. Gouesbet, and G. Gréhan. On the breakup of a liquid jet: Characterization of Phase Doppler like time series by topology of their reconstructed state space. In *11th European Conference of ILASS-Europe on Atomization a Spray, Partec95, Nurnberg, Germany*, pages 117–122, 1995.
- [29] H. Mignon, F. Onofri, G. Gouesbet, G. Gréhan, and C. Tropea. Mesure de particules non-sphériques par Phase Doppler: cas des cylindres et des particules irrégulières. In *4ème Congrès Francophone de Vélocimétrie Laser, Poitier (FRANCE)*, 1994. paper 1.4.
- [30] H. Bultinck, F. Onofri, and G. Gréhan. Contrat confidentiel sur une sonde rétrodiffusion, January 1995. Rapport d’étape de contrat 1/4, 21 pages.
- [31] F. Onofri and G. Gréhan. Etude de l’origine des taux de fluctuations de vitesse anormales observés avec le système Phase Doppler Aerometrics, 1995. Rapport de contrat EDF/LESP URA-CNRS 230, 14 pages.
- [32] D. Blondel. Détection de particules sphériques hétérogènes par Anémométrie Phase Doppler: particules à coeur. Rapport de D.E.A, LESP URA CNRS 230, Université de Rouen (FRANCE), 1995.
- [33] J.P. Pages. Détermination de la taille et de l’indice d’une particule cylindrique par la technique de l’arc-en-ciel. Rapport de DEA, LESP URA CNRS 230, Université de Rouen (FRANCE), 1995.
- [34] L.E. Drain. *The Laser Doppler Technique*. Johns and Willey sons, 1980.
- [35] F. Durst, A. Melling, and J.H. Whitelaw. *Principles and practice of laser-Doppler anemometry*. Academic Press, London, 1981.

- [36] R.J. Adrian, D.F.G Durao, F. Durst, M.V. Maeda, and J.H. Whitelaw. *Laser Techniques and Applications in Fluid Mechanics*.
- [37] B. Ruck. *Lasermethoden in der stromungsmesstechnik*. AT- Fachverlag Gmbh, 1990.
- [38] A.M.K.P Taylor. *Optically-based measurement techniques for dispersed two Phase flow*. Editors: R.J. Adrian, T. Asanuma, D.F.G. Durão, F. Durst and J.H. Whitelaw, 1992. Combustion Flow Diagnostics, Chapter 8, NATO ASI Series.
- [39] Y. Yeh and H.H. Cummings. Localized fluid flow measurements with a he-ne laser spectrometer. *App. Phys. Let.*, 4:176–178, 1964.
- [40] R. Hillemanns and B. Lenze. Determination of time-mean flow and turbulence properties within strongly swirling jets and flames using laser-doppler anemometry. In *4th Int. Symp. on App. of laser Anemometry to Fluid Mech. (Lisbon, PORTUGAL)*, 1988. paper 2.9.
- [41] C. Bertrand, I. Gokalp, and B. Sarh. Lda measurements in a turbulent diffusion flame with planar geometry. In *2nd Int. Symp. on App. of laser Anemometry to Fluid Mech. (Lisbon, PORTUGAL)*, 1984. paper 11.2.
- [42] W.M. Farmer. Measurement of particle size, number, density and velocity using a laser interferometer. *J. of Applied Optics*, 11:2603–2609, 1972.
- [43] H.C van de Hulst. *Light Scattering by Small Particles*. Dover Publications, Inc. New York, 1957.
- [44] N.A. Chigier, A. Ungut, and A.J. Yule. Particle size and velocity measurement in flames by laser anemometer. In *7th Int. Symp. on Combustion, Leeds (England)*, pages 315–324, 1978.
- [45] A. Naqwi and F. Durst. Constraint on the size and shape of the receiving aperture in a Phase/Doppler system. *Part. Part. Syst. Charact.*, 7:113–115, 1990.
- [46] S.V. Sankar, D.K. Kamemoto, and W.D. Bachalo. Sizing large hollow micro-balloons with the Phase Doppler interferometer. *Part. Part. Syst. Charact.*, 10:321–331, 1993.
- [47] R.J. Hallermeier. Design consideration for a 3-d laser doppler velocimeter for studying gravity waves in shallow water. *App. Opt.*, 12:294–300, 1973.
- [48] A. Boutier, C. D’Humieres, and D. Soulevant. Three dimensionnal laser velocimetry: a review. In *2nd Int. Symp. on App. of laser Anemometry to Fluid Mech. (Lisbon, PORTUGAL)*, page paper 10.5, 1984.
- [49] F. Durst, R. Martinuzzi, J. Sender, and D. Thevenin. LDA-measurements of mean velocity, RMS-values and higher order moments of turbulence intensity fluctuations in flow field with strong velocity gradients. In *Sixth International Symposium on Application of Laser techniques to Fluid Mechanics, Lisbon (PORTUGAL), July 20-23, 1992*. paper 5.1.

- [50] F. Durst and M. Zaré. Laser Doppler measurements in two Phase flows. In *Proceedings of LDA-Symposium, Copenhagen*, pages 403–429, 1975.
- [51] W.D. Bachalo and M.J. Houser. Phase/Doppler spray analyzer for simultaneous measurements of drop size and velocity distributions. *Optical Engineering*, 23:583–590, 1984.
- [52] M. Saffman, P. Buchhave, and H. Tanger. Simultaneous measurement of size, concentration and velocity of spherical particles by a laser Doppler method. In *Laser Anemometry in Fluid Mechanics-II* ( Ed: Adrian, Durão, Durst, Mishina & Whitelaw) LADOAN-Lisbon, pages 85–104, 1984.
- [53] K. Bauckhage, H.H. Floegel, U. Fritsching, and R. Hiller. The Phase Doppler difference method, a new laser Doppler technique for simultaneous size and velocity measurements, part 2: Optical particle characteristics as a base for a new diagnostic technique. *Part. Part. Syst. Charact.*, 5:66–71, 1988.
- [54] A.R. Jones S.A.M. Al-Chalabi, Y. Hardalupas and A.M.K.P. Taylor. Calculation of the calibration curves for the Phase Doppler technique: comparison between Mie theory and geometrical optics. In *Optical Particle Sizing: Theory and Practice*. Plenum Press, pages 107–120, 1988.
- [55] S.V. Sankar and W.D. Bachalo. Respons characteristics of the Phase Doppler particle analyzer for sizing spherical particles larger than the light wavelength. *Applied Optics*, 30(12):1487–1496, 1991.
- [56] G. Gréhan, G. Gouesbet, A. Naqwi, and F. Durst. Evaluation of a Phase Doppler system using generalized Lorenz-Mie theory. In *Int. Conf. on MultiPhase Flows'91, Tsukuba, Japan*, pages 291–296, 1991.
- [57] A. Naqwi and F. Durst. Light scattering applied to LDA and PDA measurements, Part I: Theory and numerical treatments. *Part. Part. Syst. Charact.*, 8:245–258, 1991.
- [58] G. Gouesbet, G. Gréhan, and B. Maheu. In *Combustion measurements edited by N. Chigier*, chapter 10, Generalized Lorenz-Mie theory and applications to optical sizing, pages 339–384. Hemisphere Publishing Corporation, 1991.
- [59] S.V. Sankar, B.J. Weber, and W.D. Bachalo. Sizing fine particles with the Phase Doppler interferometric technique. In *Proceedings of the 2<sup>nd</sup> international congress on optical particle sizing*, pages 277–286, 1990.
- [60] B. Ruck and B. Pavlowski. Particle induced limits of accuracy in Laser Doppler Anemometry. In *6th Int. Symp. on App. of laser Anemometry to Fluid Mech. (Lisbon, PORTUGAL)*, page paper 32.1, 1992.
- [61] J. Burgsweiger, M. St-Georges, and M.L. Riethmuller. Correction du biais des distributions de taille de gouttes mesurées par la méthode des Phases. In *4ème Congrès Francophone de vélocimétrie laser*, page paper1.3, 26-29 Septembre 1994.



- [62] A. Naqwi, M. Zieme, and F. Durst. Fine particle sizing using an extended Phase Doppler Anemometer. In *5 th European Symposium Particle Characterization (PARTEC 92)*, Nurnberg, pages 267–279, 1992.
- [63] AEROMETRICS, Headquarters, 550 Del Rey Avenue, Sunnyvale, (CA) 94086 USA.
- [64] H. Kragh. Ludvig lorenz and nineteenth century optical theory: the work of a great Danish scientist. *Appl. Opt.*, 30:4688–4695, 1991.
- [65] P. Lilienfeld. Gustave Mie: the person. *Appl. Opt.*, 30:4696–4698, 1991.
- [66] L. Lorenz. Lysbevaegelsen i og uden for en hal plane lysbølger belyst kulge. *Vidensk. Selk. Skr.*, 6:1–62, 1898.
- [67] G. Mie. Beiträge zur optik trüber medien, speziell kolloidaler metallosungen. *Ann. Phys.*, 25:377–452, 1908.
- [68] P. Debye. Der lichtdruck auf kugeln von beliebigem material. *Ann. Phys.*, 30:57–136, 1909.
- [69] J.A Stratton. *Electromagnetic theory*. McGraw-Hill Co. Inc, New York, 1941.
- [70] M. Kerker. *The Scattering of Light, and other Electromagnetic radiations*. Academic Press, 1969.
- [71] C.F. Bohren and D.R. Huffman. *Absorption and Scattering of light by Small Particles*. Willey-Interscience, 1983.
- [72] STREU, INVENT GmbH, AM Weixchselgarten 21, D8520, Erlangen-Tennenlohen, Germany.
- [73] G. Gouesbet, B. Maheu, and G. Gréhan. Light scattering from a sphere arbitrarily located in a Gaussian beam, using a Bromwich formulation. *J.O.S.A. A.*, 5(9):1427–1443, 1988.
- [74] K.F. Ren, G. Gréhan, and G. Gouesbet. Radiation pressure forces exerted on a particle arbitrarily located in a Gaussian beam by using the GLMT, and associated resonances effects. *Opt. Comm.*, 108:343–353, 1994.
- [75] G. Gouesbet and J.A Lock. Rigourous justification of the localized approximation to the beam shape coefficients in the generalized Lorenz-Mie theory. *i*, off-axis beams. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1994, 11(9):2503–2515, 1994.
- [76] K.F. Ren, G. Gréhan, and G. Gouesbet. Laser sheet scattering by spherical particles. *Part. Part. Syst. Charact.*, 10:146–151, 1993.
- [77] K.F. Ren, G. Gréhan, and G. Gouesbet. Evaluation of laser sheet beam shape coefficients in generalized Lorenz-Mie theory by using a localized approximation. *J. Opt. Soc. Am.*, 11(7):2072–2079, 1994.

- [78] W.D. Bachalo and S.V. Sankar. Analysis of the light scattering interferometry for spheres larger than the light wavelength. In *Proceedings of the 4 th Intl. Symposium on Applications of Laser Anemometry to Fluid Mechanics, Lisbon*, page paper 1.8, 1988.
- [79] S.V. Sankar, A. Inenaga, and W.D. Bachalo. Trajectory dependent scattering in Phase Doppler interferometry: minimizing and eliminating sizing error. In *Sixth International Symposium on Application of laser techniques to fluid mechanics, Lisbon (PORTUGAL), July 20-23, 1992*. paper 12-2.
- [80] A. Naqwi. Innovative Phase Doppler systems and their applications. In *3rd Int. Cong. on Optical Partical Sizing , Yokohama (JAPAN)*, pages 245–260, 1993.
- [81] G. Gréhan, G. Gouesbet, A. Naqwi, and F. Durst. Particle trajectory effects in Phase Doppler systems: Computations and experiments. *Part. Part. Syst. Charact.*, 10:332–338, 1993.
- [82] TSI, Incorporated, Fluid Mechanic Instrument Division, 500 cardigan road, P.O. Box 64394, St Paul, MN 55164 USA.
- [83] A.H. Lefebvre. *Sprays and Atomization*. HPC, 1989.
- [84] M. St-Georges. *Etude hydrodynamique des Pulvérisations Liquides pour Application aux rideaux d'eau*. PhD thesis, Université de Lyon, 1993.
- [85] F. Durst, C. Tropea, and T.h. Xu. The slit effect in Phase Doppler Anemometry. In *2nd Int. Conf. on Fluid Dyn. Meas. and its Appl., Oct 19-22, Beijing (CHINA)*, 1994.
- [86] K.F. Ren, D. Lebrun, C. Ozkul, A. Kleitz, G. Gouesbet, and G. Gréhan. On the measurements of particles by imaging methods: theoretical and experimental aspects. In *4th Opticle Particle Sizing conference-Partec95, Nurnberg, Germany 21-23 March, 1995*.
- [87] M. Saffman. *The use of polarized light for optical particle sizing*, pages 333–344. Editors: R.J. Adrian, T. Asanuma, D.F.G. Durão, F. Durst and J.H. Whitelaw, 1984. In *Laser Anemometry in Fluid Mechanics-III, Selected papers from the Third International Symposium on Applications of Laser Anemometry to Fluid Mechanics*.
- [88] G. Gréhan, G. Gouesbet, A. Naqwi, and F. Durst. Trajectory ambiguities in Phase Doppler systems: use of polarizers and additional detectors to suppress the effect. In *Sixth International Symposium on Application of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon (PORTUGAL), July 20-23 1992*. paper 12.1.
- [89] J. Mroczka, K.F. Ren, G. Gréhan, and G. Gouesbet. Particle sizing by polarisation ratio: on use of laser sheet. In *1st Int. Conference-Workshop on modelling in Measurement processes*, pages 58–65. Wroclaw (Poland), 1995.
- [90] M. Seidel. Experimentelle untersuchungen von fehlerquellen in einem Phasen-Doppler-system. Master's thesis, University of Erlangen-Nuremberg, Germany, November 1993.

- [91] A. Naqwi, M. Ziemann, G. Gréhan, and G. Gouesbet. Accuracy considerations in the optical design of Phase-Doppler systems. In *Proceedings of the Sixth Workshop on Two-Phase Flow Predictions, Erlangen*, 1992.
- [92] S.V. Sankar and W.D. Bachalo. Performance analysis of various phase doppler systems. In *4th International Congress on Optical Particles sizing, PARTEC 95, 21-23 March, Nurnberg*, 1995. Late paper.
- [93] INVENT, GmbH, AM Weichselgarten 21, D8520, Erlangen-Tennenlohen, Germany.
- [94] F. Onofri. Vélométrie-granulométrie Phase Doppler, simulations par GLMT, 1992. Rapport de DEA, Université de Rouen, LESP URA-CNRS 230.
- [95] E.R. Pike. Advance in digital data processing. In *Laser velocimetry and particle sizing, HPC*, 1978. pp 67-78.
- [96] K.A. Shinpaugh, R.L. Simpson, A.L. Wicks, and J.L. Fleming. Signal processing techniques for low signal-to-noise ratio, laser Doppler velocimetry signals. In *5th Int. Symp. on App. of laser Anemometry to Fluid Mech. (Lisbon, PORTUGAL)*, 1990. paper 22.4.
- [97] K.M. Ibrahim and W.D. Bachalo. The significance of the Fourier transform analysis in signal detection and processing in laser Doppler and phase Doppler applications. In *6th Int. Symp. on App. of laser Anemometry to Fluid Mech. (Lisbon, PORTUGAL)*, 1992. paper 21.5.
- [98] E.R. Pike. Burst correlation processing in LDV. In *Laser velocimetry and particle sizing, HPC*, 1978. pp 41-49.
- [99] F. Lacas D. Veynante. Modern spectral analysis for LDV and PDA data processing. In *Seventh International Symposium on Application of laser techniques to fluid mechanics, Lisbon (PORTUGAL)*, 1992. paper 24.1.
- [100] L.M. Jenson. LDV digital signal processor based on autocorrelation. In *6th Int. Symp. on App. of laser Anemometry to Fluid Mech. (Lisbon, PORTUGAL)*, 1992. paper 21.4.
- [101] C. Tropea J. Domnick, H. Ertel. Processing of phase-Doppler signals using the cross-spectral density function. In *3th European Symposium Particle Characterization (PARTEC 92), Nurnberg*, pages 473–483, 1988.
- [102] D. Gabor. Theory of communication. *J. IEE*, 93:429–457, 1946.
- [103] D.C. Rife and R.R. Boorstyn. Single tone parameter estimation from discrete time observation. *IEEE trans. on information theory*, 20:591–598, 1974.
- [104] S.M. Key, S.L.JR Marple, and A. Schone. Spectral analysis, a modern perspective. In *Proc. of IEEE, (11)*, volume 69, pages 1380–1419, 1981.
- [105] J. Morlet. Wave propagation and sampling theory, part 1: sampling theory and complex waves. *Geophysics*, 47:203–236, 1982.

- [106] Y. Meyer. *Les ondelettes, algorithmes et applications*. Armand Collin, 1992.
- [107] P. Guillemain, R. Kronland-Martinet, and B. Martens. Estimation of spectral lines with the help of the wavelet transform. In *Proc. of the Int. Conf. on Wavelet and Applications, Marseille, (FRANCE)*, pages 39–59, 1989.
- [108] N. Delprat. Extraction of frequency modulation laws in sound synthesis. In *Proc. of the Int. Conf. on Wavelet and Applications, Marseille, (FRANCE)*, pages 2–11, 1989.
- [109] G. Saracco, Sessarego, Sageloli, P. Guillemain, and R. Kronland-Martinet. Extraction of modulation laws of elastic shells by the use of the wavelet transform. In *Proc. of the Int. Conf. on Wavelet and Applications, Marseille, (FRANCE)*, pages 60–68, 1989.
- [110] K.M. Ibrahim and W.D. Bachalo. Time-frequency analysis and measurements accuracy in laser Doppler and phase Doppler signal processing applications. In *7th International Symposium on Application of laser techniques to fluid mechanics, Lisbon (PORTUGAL), July 20-23, 1994*. In late paper.
- [111] P. Millan, A. Ramond, and J.C. Oioli. Traitement des signaux aléatoires obtenus par vélocimétrie laser. In *4em Congrès Francophone de Vélocimétrie Laser, 26-27 Sep, Poitier, 1994*.
- [112] T. Nakajima, Y. Ikeda, N. Kurihara, Y. Imanaka, and R. Matsumoto. Burst digital correlator for LDV signal processing. In *4th Int. Symp. on App. of laser Anemometry to Fluid Mech. (Lisbon, PORTUGAL)*, 1988. paper 1.20.
- [113] A. Vogt, K.A. Butefisch, and J. Kompenhans. The evaluation of lda signals with low snr by a fast optical burst analyser. In *6th Int. Symp. on App. of laser Anemometry to Fluid Mech. (Lisbon, PORTUGAL)*, 1992. paper 24.3.
- [114] J.B. Dementhon. *L'injection essence dans un moteur à étincelle: mesures granulométriques par la méthode des Phases Doppler*. PhD thesis, Université de Rouen, 1992.
- [115] A. Cartellier. Measurement-turbulence in bully flows by Phase Doppler Anemometry. In *7th Int. Sym. on App. of Laser Tech. to Fluid Mech. . July 11-14th, Lisbon, Porutgal, 1994*. paper 31.5.
- [116] F. Onofri, G. Gréhan, and G. Gouesbet. Presentation of the news tools and numerical results from LESP, February 1994. Private communication, LSTM-Erlangen Feb. 1993.
- [117] J. Burgschweiger. Correction of bias in drop size measurement by Phase Doppler velocimetry. Master's thesis, Von Karman Institute for Fluid Dynamic (Belgium), 1994.
- [118] N. Roth, K. Anders, and A. Frohn. Simultaneous measurement of temperature and size of droplets in micrometer range. *J. of Laser. Appl.*, 2(1), 1991.
- [119] N. Roth, K. Anders, and A. Frohn. Simultaneous determination of refractive index and droplet size using Mie theory. In *Sixth International Symposium on Application of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon (PORTUGAL), July 20-23, 1992*. paper 15.5.

- [120] N. Roth, N. Anders, and A. Frohn. Determination of size, evaporation rate, and freezing of water droplets using light scattering and radiation pressure. *Part. Part. Syst. Charat.*, 11, 1994. (in press).
- [121] S.V. Sankar, K.M. Ibrahim, D.H. Buermann, M.J. Fidrich, and W.D. Bachalo. An integrated Phase Doppler/rainbow refractometer system for simultaneous measurement of droplet size, velocity, and refractive index. In *3rd Int. Cong. on Optical Partical Sizing , Yokohama (JAPAN)*, pages 275–284, 1993.
- [122] J.P.A.J van Beeck and M.L. Riethmuller. Non intrusive measurements of temperature and size of raindrops. *Applied Optics*, 34:1633–1639, April 1994.
- [123] M. Schneider, E.D. Hirleman, H. Saleheen, D.Q. Chowdhury, and S.C. Hill. Rainbows and radially-inhomogeneous doplets. In *3rd Int. Cong. on Optical Partical Sizing , Yokohama (JAPAN)*, pages 323–326, 1993.
- [124] P. Massoli, F. Beretta, A. D Alessio, and M. Lazzaro. Temperature and size measurement of single transparent droplets by light scattering in the forward and rainbow regions. *Appl. Opt.*, 32:3295–3301, 1993.
- [125] W.G. Egan and T.W. Hilgeman. *Optical properties of inhomogeneous material*. Academic Press, N.Y, 1979.
- [126] A. Naqwi, F. Durst, and X. Liu. Two optical methods for simultaneous measurement of particle size, velocity, and refractive index. *Applied Optics*, 30:4949–4959, 1991.
- [127] G. Brenn, J. Domnick, F.Durst, C. Tropea, and T.H. Xu. Investigation of polydisperse spray interaction using an Extended Phase Doppler Anemometer. In *7th International Symposium on Application of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon (PORTUGAL), July 11-14, 1994*. paper 21.1.
- [128] A. Naqwi, F. Durst, and X. Liu. Extended Phase-Doppler system for charaterization of multiphase-flows. *Part. Part. Syst. Charat.*, 8:16–22, 1991.
- [129] LECROY, 700 Chestunut ridge road, Chestunut ridge, NY 10977-6499 USA.
- [130] C.F. Hess and G.P. Wood. Laser technique to measure particle size and velocity in high density applications. In *Sixth International Symposium on Application of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon (PORTUGAL), July 20-23, 1992*, page paper 15.6, 1992.
- [131] C.F. Hess and G.P. Wood. The pulse displacement technique - a single particle counter with a size range larger than 1000:1. In *3rd Int. Cong. on Optical Partical Sizing , Yokohama (JAPAN)*, pages 475–482, 1993.
- [132] L. Tsang and A. Ishimaru. Backscattering enhancement of random discrete scatters. *I. Opt. Soc. Am. A*, 1(8):836–839, 1984.

- [133] O. Thierry. *Rétrodiffusion de la lumière par un milieu particulaire dense: étude expérimentale et simulation numérique par la technique de Monté-Carlo*. PhD thesis, Université de Rouen, 1992.
- [134] U. Manasse, T. Wriedt, and K. Bauckhage. Phase Doppler sizing of optically absorbing liquids droplets: Comparison between Mie theory and experiments. *Part. Part. Syst. Charact.*, 9:176–185, 1992.
- [135] H.H. Benzon and P. Buchhave. A new technique to measure refractive index with Phase Doppler Anemometry. In *7th International Symposium on Application of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon (PORTUGAL), July 11-14*, page paper 21.3, 1994.
- [136] R.C. Weast, editor. *Handbook of chemistry and Physics*. 56 th edition. CRC Press, 1975-1976.
- [137] N. Bomo, J. Lahaye, and G. Prado. Formation of cenospheres during pyrolysis of residual fuel oils. In *23th Int. Symp. on Combustion*, pages 903–911. The combustion Institute, 1990.
- [138] S.W. Wong, A.C Lin, and H.Y. Chi. Effects of surfactant on the evaporation, shell formation and disruptive behavior of slurry droplet. In *23th Int. Symp. on Combustion*, pages 1391–1397. The combustion Institute, 1990.
- [139] M. Schneider and E.D. Hirleman. Effects of particle refractive-index gradients on pdpa size measurements. In *ILASS Americas 1992, San Ramon CA (US)*, 1992.
- [140] F. Borghese, P. Denti, and R. Saija. Optical properties of spheres containing spherical inclusions. *App. Opt.*, 33(3):484–493, 1994.
- [141] E.M Rose. Willey, N.Y, 1956. Chap. 2, pp2-3, Chap. 3. 36-38.
- [142] C. Hafner and R. Ballisti. The multipole method (MMP). *Int. J. for Comp. in Elect. and Electr. Engineering* 2, pages 1–7, 1983.
- [143] C.F. Bohren. Applicability of effective-medium theories to problems of scattering and absorption by non-homogeneous atmospheric particles. *J. Atmosph. Sci.*, 43:468–475, 1986.
- [144] P. Chylek, V. Srivastava, R. Pinnich, and R.T. Wang. Effective-medium models for optical properties on inhomogeneous materials. *Appl. Opt.*, 20:26–30, 1998.
- [145] C.M.G. Heffels, D. Heitzmann, E.D. Hirleman, H.J.M. Kramer, and B. Scarlett. The use of azimuthal variations in laser diffraction patterns for particle shape characterization. In *3rd Int. Cong. on Optical Partical Sizing , Yokohama (JAPAN)*, pages 23–28, 1993.
- [146] J. Swithenbank, J. Cao, and A.A. Hamidi. *Spray diagnostics by laser diffraction*, chapter 6, pages 179–228. N. Chigier, in Combustion Measurements, 1991.

- [147] U. Manasse, T. Wriedt, and K. Bauchhage. Optimization of PDA parameters for sizing of optically inhomogeneous liquid droplets. In *3rd Int. Cong. on Optical Particle Sizing, Yokohama, Japan*, pages 453–460, 1993.
- [148] A.L. Aden and M. Kerker. Scattering of electromagnetic waves from two concentric spheres. *J. of Appl. Phys.*, 22:1242–1246, 1951.
- [149] P. J. Wyatt. Scattering of electromagnetic waves from inhomogeneous spherically symmetric objects. *Phys. Rev.*, 127:1837–1843, 1962.  
*Errata, Phys. Rev.*, 134, 1964 .
- [150] J.R. Wait. Electromagnetic scattering from a radially inhomogeneous sphere. *Applied Scientific Research*, 10:441–450, 1963.
- [151] J.V. Dave. *Subroutines for Computing the Parameters of the Electromagnetic Radiation Scattered by a Sphere*. IBM Scientific Center, Palo Alto, Calif., 1968.
- [152] R. Fenn and H. Oser. Scattering properties of concentric soot-water spheres for visible and infrared light. *Appl. Opt.*, 4:1504–1509, 1965.
- [153] W.J. Wiscombe. Improved Mie scattering algorithms. *Appl. Opt.*, 19:1505–1509, 1980.
- [154] R. Bhandari. Scattering coefficients for a multilayered sphere: analytic expressions and algorithms. *Appl. Opt.*, 24(13):1960–1967, 1985.
- [155] L. Kai, P. Massoli, and A. D’Alessio. Studying inhomogeneities of spherical particles by light scattering. In *3rd Int. Cong. on Optical Partical Sizing , Yokohama (JAPAN)*, pages 135–143, 1993.
- [156] L. Kai and P. Massoli. Scattering of electromagnetic-plane waves by radially inhomogeneous spheres: a finely stratified sphere model. *Appl. Opt.*, 33:501–511, 1994.
- [157] Z.S. Wu and Y.P. Wang. Electromagnetic scattering for multilayered sphere: Recursive algorithms. *Radio Science*, 26:1393–1401, 1991.
- [158] E.M. Khaled, S.C. Hill, and P.W. Barber. Light scattering by a coated sphere illuminated by a Gaussian beam. *Appl. Opt.*, 33:3308–3314, 1994.
- [159] J.A. Lock. An improved Gaussian beam scattering algorithm. *Appl. Opt.*, 34:559–570, 1995.
- [160] G. Gouesbet, Gréhan, and B. Maheu. Expressions to compute the coefficients  $g_n^m$  in the generalized Lorenz-Mie theory using finite series. *J. Optics (Paris)*, 19(1):35–48, 1988.
- [161] G. Gouesbet, Gréhan, and B. Maheu. A localized interpretation to compute all the coefficients  $g_n^m$  in the generalized Lorenz-Mie theory. *J. Opt. Soc. Am. A*, 7(6):998–1007, 1990.

- [162] J.A Lock and G. Gouesbet. Rigorous justification of the localized approximation to the beam shape coefficients in the generalized Lorenz-Mie theory. *ii*, on-axis beams. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1994, 11(9):2516–2525, 1994.
- [163] A. Ashkin. Acceleration and trapping of particles by radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.*, 24(4):156–159, 1970.
- [164] J. Rheims, H. Dahl, T. Wriedt, and K. Bauckage. Sizing coated spheres with Phase Doppler Anemometry. In *4th Optical particle sizing conference-Partec95, Nurnberg, Germany*, pages 409–418, 1995.
- [165] A. Brunsting and P.F. Mullaney. Light scattering from coated sphere: Model for biological cells. *Appl. Opt.*, 11:675–680, 1972.
- [166] M. Schneider and E.D. Hirleman. Influence of internal refractive index gradients on size measurements of spherically-symmetric particles by Phase Doppler Anemometry. *Appl. Opt.*, 33:2379–2388, 1994.
- [167] M.S. Grancher. PhD thesis, Université de Rouen, URA CNRS 230, 1990.
- [168] M. Trinité, D. Allano, C. Ozkul, and D. Lisiecki. Contribution à l'étude du fibrage pour le procédé à la flamme. *Verres réfractaires*, 38(22):218–227, 1984.
- [169] B. Patte-Rouland, M. Trinité, and P. Paranthoen. Mesures de vitesses de fibres cylindriques dans un écoulement turbulent industriel. In *4ème Congrès francophone de Vélocimétrie laser, 26-29 sept Poitier (France)*, 1994. paper 6.3.
- [170] D.D. Cooke and M. Kerker. Light scattering from long thin glass cylinders at oblique incidence. *J. Opt. Am. Soc.*, 59(1):43–48, 1969.
- [171] H. Mignon. Rapport de DEA, 1993. LESP URA-CNRS 230, Université de Rouen.
- [172] G. Gouesbet and G. Gréhan. Interaction between shaped beams and an infinite cylinder, including a discussion of gaussian beams. *Part. Part. Syst. Charact.*, 11:299–308, 1994.
- [173] G. Gouesbet. Scattering of a first-order Gaussian beam by an infinite cylinder with arbitrary location and arbitrary orientation, 1995. to be published in *Part. Part. Syst. Charact.*
- [174] P.W. Barber and S.C. Hill. *Light scattering by particles: Computational methods*. World scientific, 1990.
- [175] K.F. Ren, G. Gréhan, and G. Gouesbet. Light scattering from an infinite cylinder and oblique incidence. Internal report, 1993.
- [176] H. Mignon, G. Gréhan, F. Schone, M. Stieglmeier, C. Tropea, and T.H. Xu. Measurement of diameter and velocity of fibres using a dualpda. In *LASER 95*, 1995.



- [177] J. Qian and C.K. Law. Effects of liquid and ambient gas properties on droplet collision. AIAA 94-0681, 1994.
- [178] N. Daidzic. Some stability problems in droplet formation and breakup. LSTM/T/92, Erlangen-Nurnberg University (G), 1992.
- [179] C. Weber. Zum zerfall eines flussigkeitstrahles. *Math. Mech.*, 11, April 1931.
- [180] N. Daidzic, J. Domnick, and F. Durst. Heat and mass transfer from a single one- and multi-component droplet to a gas flowing at low Reynolds number. In *German-Japanese Symposium on Multi-Phase Flow*, pages 1–15. Institut fur Angewandte thermo-und Fluid-dynamik, Karlsruhe, August 1994.
- [181] Y. Hardalupas, K. Hishida, M. Maeda, H. Morikita, A.M.K.P. Taylor, and J.H. Taylor. A shadow Doppler technique for sizing particles of arbitrary shape. In *3rd Int. Cong. on Optical Partical Sizing , Yokohama (JAPAN)*, 1993. Late paper.
- [182] A. Naqwi. Sizing of irregular particles using a phase Doppler system. Internal report, TSI-incorporated, St Paul (USA), 1995.
- [183] M. K. Akhtar, G.G. Lipscomb, and S.E. Pratinis. Monte carlo simulation of particle coagulation and sintering. *Aerosol Science and Technology*, 21:83–93, 1994.
- [184] E.D. Hirlemann. Light scattering by particles on surfaces. In *3rd Int. Cong. on Optical Particle Sizing, Yokohama, Japan*, pages 1–8, 1993.
- [185] H.E. Hurst. Long-term storage capacity of reservoirs. *Trans. Am. Soc. Civ. Eng.*, 116, 1951.
- [186] N. Letaief. *Distinction Bruit/Chaos appliquée à l'étude d'un lit fluidisé bouillonnant*. PhD thesis, Université de Rouen, January 1994.
- [187] J.M. Perrin. Light scattering by large particles in eikonal picture: A new description. *Opt. Acta.*, 24:907–921, 1985.
- [188] E. Thorsos. The validity of the Kirchoff approximation for rough surface scattering using a Gaussian roughness surface spectrum. *J. Acoustic Soc. Am.*, 38:78–92, 1988.
- [189] Z. Wu and L. Guo. Light scattering from fractal-multilayered and fractal-shaped spherical particles. In *3rd Int. Cong. on Optical Particle Sizing, Yokohama, Japan*, pages 189–193, 1993.